

Photonenkorrelation in der Resonanzfluoreszenz

DISSERTATION
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Franz-Matthias Rateike
aus Leverkusen

München, den 28. Januar 1981



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Photonenkorrelation in der Resonanzfluoreszenz

DISSERTATION
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Franz-Matthias Rateike
aus Leverkusen

München, den 28. Januar 1981

Photonenkorrelation
in der Resonanzfluoreszenz

DIPLOMAT
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Frank Matthias Rastke
München



1. Gutachter: Prof. Dr. H. Walther
 2. Gutachter: Prof. Dr. W. Hering
- Tag der mündlichen Prüfung: 5. 3. 1981

Zusammenfassung

Die experimentelle Untersuchung der Wechselwirkung von 2-Niveau-Atomen mit monochromatischen Strahlungsfeldern (Resonanzfluoreszenz) ist von großer Bedeutung für den Test der Theorie der Wechselwirkung zwischen Materie und Strahlung: Neben der Beschreibung des Laserrauschens ist die Frequenzverteilung der Resonanzfluoreszenz ein weiterer Fall, bei dem die semiklassische Theorie (klassisches Wellenfeld, quantisiertes Atom) nicht zum richtigen Ergebnis führt. In diesen Fällen muß das Feld quantisiert werden oder die durch die spontane Emission bedingten Fluktuationen auf andere Weise berücksichtigt werden. Wegen dieser Besonderheit kommt der oben erwähnten Frequenzverteilung bei monochromatischer Anregung eine besondere Bedeutung zu.

Deshalb wurden viele experimentelle und theoretische Untersuchungen durchgeführt. Das Spektrum wird in der Verallgemeinerung aus einer Korrelationsfunktion erster Ordnung gewonnen. Ein weiterer Test der Theorie ist die Beobachtung der Photonenkorrelation eines 2-Niveau-Atoms, wobei die Linienbreite des anregenden Lichts klein gegen die natürliche Breite des Übergangs ist. Neben dem Studium der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie kann hier das Antibunching der Photonen beobachtet werden, das von Glauber vorhergesagt wurde, und das auch bei der Erzeugung von Sub-Harmonischen am parametrischen Oszillator auftritt, wie Stoler berechnet hat: Die Wahrscheinlichkeit, zwei Photonen in einem kleinen Zeitabstand zu sehen, ist für kleine Zeitdifferenzen minimal und exakt Null für die gleichzeitige Beobachtung der Photonen.

Im Grenzfall kleiner Intensität der anregenden Strahlung ist die Breite der Frequenzverteilung des reemittierten Lichts durch die Breite der anregenden Laserstrahlung gegeben. Wegen der begrenzten Auflösung, die mit einem Fabry-Perot-Interferometer erreicht werden kann, läßt sich diese Aussage der Theorie durch spektral aufgelöste Messungen nicht überprüfen. Mit

einem Korrelationsexperiment ist diese Überprüfung der theoretischen Aussagen gut zu erreichen.

Zur Untersuchung der Photonenkorrelation wurde eine schnelle Korrelationsapparatur aufgebaut (Zeitauflösung 1,8 ns). Diese Apparatur ähnelt prinzipiell der Apparatur von Hanbury Brown und Twiss, mit der erstmalig Korrelationsexperimente durchgeführt worden sind. Die zu untersuchenden Natriumatome befanden sich in einem hochkollimierten Atomstrahl und wurden senkrecht zur Flugrichtung von einem schmalbandigen frequenzstabilisierten Laser (Bandbreite 1 MHz) angeregt. Die Photonenkorrelation wurde rechtwinklig zu Laser- und Atomstrahl mit Hilfe von zwei Photomultipliern beobachtet, die einen Zeit-Amplituden-Konverter ansteuerten. Dessen Ausgangspulse waren zum zeitlichen Abstand der Photonen proportional. Eine Pulshöhenanalyse dieser Pulse lieferte die Intensitätskorrelationsfunktion.

Bei den Messungen wurde die Abhängigkeit der Rabifrequenz von Intensität und Frequenz des anregenden Feldes systematisch untersucht. Weitere Messungen befaßten sich mit den Einflüssen der Zahl der beobachteten Atome und der endlichen Beobachtungszeit auf die Form der Intensitätskorrelationsfunktion. Eine letzte Messung untersuchte die Korrelationsfunktion bei extrem niedriger Intensität der anregenden Laserstrahlung.

In den Messungen wurden alle relevanten Parameter, die Einfluß auf die Korrelationsfunktion haben, systematisch variiert. Es wurden keinerlei Widersprüche zu der Theorie, die sich bereits bei der Beschreibung des Spektrums der Resonanzfluoreszenz bewährt hat, festgestellt, so daß durch diese Arbeit die Theorie der Resonanzfluoreszenz voll bestätigt werden konnte.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Obersicht über theoretische Arbeiten zur Resonanzfluoreszenz	4
2.1	Dynamischer Stark-Effekt: Spektrum	4
2.2	Dynamischer Stark-Effekt: Intensitätskorrelation	8
2.3	Weitere Varianten des dynamischen Stark-Effekts	11
3	Theorie der Resonanzfluoreszenz	12
3.1	Formulierung des Problems	12
3.2	Die Dynamik des atomaren Systems	15
3.3	Das gestreute Feld $E_s(\underline{r}, t)$	17
3.4	Die Korrelationsfunktion erster Ordnung und das Spektrum des gestreuten Lichtes	19
3.5	Die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung eines einzelnen Atoms	22
3.6	Die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung bei Beobachtung vieler Atome	24
3.7	Effekte der endlichen Beobachtungszeit	27
3.8	Die Hyperfeinstruktur der D_2 -Linie des Natriums	29

4	Versuchsaufbau	30
4.1	Grundsätzliche Überlegungen	30
4.2	Der Laser	31
4.3	Die Stabilisierung	33
4.4	Die Korrelationsapparatur	36
4.4.1	Die Atomstrahlapparatur	36
4.4.2	Das optische System	38
4.4.3	Präparation eines 2-Niveau-Systems	39
4.4.4	Die Nachweiselektronik	41
5	Messungen	43
5.1	Tests	43
5.1.1	Test des Lasers und der Stabilisierung	43
5.1.2	Test der Elektronik	45
5.2	Korrelationsmessungen	51
5.2.1	Zusammenfassung der Theorie	51
5.2.2	Numerische Auswertung der Korrelations- messungen	53
5.2.3	Einfluß der endlichen Beobachtungszeit	54
5.2.4	Abhängigkeit der Rabi-Frequenz von der Feldstärke E	55
5.2.5	Abhängigkeit der Rabi-Frequenz von der Verstimmung Δ	58
5.2.6	Abhängigkeit der Korrelationsfunktion von der mittleren Atomzahl $\bar{N}$	61
5.2.7	Die Korrelationsfunktion bei niedriger Laserintensität	64
6	Schlußbemerkung	67
7	Literaturverzeichnis	68

1. Einleitung

Die Beschreibung von Atomen mit Hilfe der Quantenmechanik trug entscheidend zum Verständnis des Aufbaus der Elektronenhülle, der atomaren Energieniveaus und damit auch der Spektren bei. Sie fand ihren Abschluß in der Dirac-Theorie, mit der erstmals das Wasserstoffspektrum inklusive Feinstrukturaufspaltung weitgehend erklärt werden konnte.

Diskrepanzen zwischen Experiment und Theorie traten jedoch bei der genauen Messung des magnetischen Moments des Elektrons und der Aufspaltung zwischen den $2^2S_{1/2}$ und $2^2P_{1/2}$ Niveaus des Wasserstoffatoms auf. Diese Abweichungen sind als "anomales magnetisches Moment des Elektrons" bzw. als "Lamb Shift" bekannt.

Die Erklärung dieser Phänomene gelang mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED). Anders als in der klassischen Elektrodynamik wird das elektromagnetische Feld in der QED quantisiert ("Photonen"). Es war eben diese Feldquantisierung, die zur Klärung der oben erwähnten Diskrepanzen beitrug.

Damit war eine universelle Theorie für die Wechselwirkung zwischen Atomen und Strahlungsfeldern gegeben. Mit dem Aufkommen des Lasers als kohärente Lichtquelle kam die Frage auf, ob die Quantisierung des elektromagnetischen Feldes bei der Beschreibung der Wechselwirkung der Laserstrahlung mit Atomen notwendig ist. Eine Vielzahl von physikalischen Effekten konnte ohne Feldquantisierung erklärt werden, und so wurde gefragt, ob auch der Photoeffekt und die spontane Emission, die als Folge der Quantennatur des elektromagnetischen Feldes angesehen werden müssen, semiklassisch, d.h. ohne Feldquantisierung erklärt werden könnten.

Damit ergab sich eine grundsätzliche Frage: Gibt es physikalische Effekte, die eine reine Folge der Quantennatur des elektromagnetischen Feldes sind und semiklassisch nicht er-

klärt werden können? Diese Frage muß heute unbedingt mit ja beantwortet werden. Unter solchen Phänomenen sollen zwei herausgegriffen werden: die spontane Emission eines einzelnen Atoms und die spontane Emission in Gegenwart eines treibenden Feldes (Resonanzfluoreszenz). Beide Effekte sind in letzter Zeit sehr eingehend theoretisch und experimentell erforscht worden.

Wie Glauber /1/ in seinem grundlegenden Artikel zeigte, ist zum vollständigen Verständnis der statistischen Eigenschaften eines Strahlungsfeldes die Kenntnis einer unendlichen Anzahl sogenannter "Kohärenzfunktionen" des elektrischen Feldes notwendig:

$$G^{n,m}(t_1, \dots, t_n; t_{n+1}, \dots, t_{n+m}) = \quad (1.1)$$

$$= \langle E^{(-)}(t_1) \dots E^{(-)}(t_n) E^{(+)}(t_{n+1}) \dots E^{(+)}(t_{n+m}) \rangle$$

Aus diesen lassen sich alle physikalisch interessanten Größen ableiten:

$G^{1,1}(t;t)$ bestimmt das Zeitverhalten der gesamten Intensität $I(t)$.

$G^{1,1}(t;t+\tau)$ enthält Information über das Spektrum $P(\omega)$, das man durch einfache Fouriertransformation erhält.

$G^{2,2}(t+\tau, t; t+\tau, t)$ bestimmt die Intensitätskorrelationsfunktion des Strahlungsfeldes.

Alle diese Größen lassen sich sowohl semiklassisch als auch mit Hilfe der QED berechnen. Dabei ergibt es sich, daß die QED zu fundamental anderen Ergebnissen kommt als die semiklassische Theorie. Es zeigt sich, daß letztere vollkommen versagt, wenn es darum geht, das Spektrum $P(\omega)$ bei spontaner

Emission und Resonanzfluoreszenz, sowie die Intensitätskorrelationsfunktion des spontan emittierten Lichtes eines einzelnen resonant angetriebenen Atoms zu beschreiben.

Die Intensitätskorrelationsfunktion eines einzelnen Atoms bei resonanter und nichtresonanter Anregung in starken und schwachen elektromagnetischen Feldern soll im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden. Es sollen die Aussagen der Theorie der Resonanzfluoreszenz überprüft werden. Dabei wird es sich zeigen, daß das spontan emittierte Licht Eigenschaften hat, die durch kein klassisches Feld beschrieben werden können.

2. Übersicht über theoretische Arbeiten zur Resonanz-fluoreszenz

2.1 Dynamischer Stark-Effekt: Spektrum

Die erste Berechnung des Spektrums des gestreuten Lichtes beim dynamischen Stark-Effekt stammt von Heitler /2/. Im Grenzwert niedriger Intensität des anregenden monochromatischen Lichtes konnte er zeigen, daß die Verteilung der spektralen Intensität des gestreuten Lichtes durch die spektrale Verteilung des anregenden Lichtes gegeben ist. Dieses Ergebnis konnte experimentell bestätigt werden /3,4/.

Mit dem Aufkommen des Lasers war eine völlig neuartige Lichtquelle gegeben: er zeichnete sich aus durch eine viel höhere Intensität als herkömmliche Lichtquellen, war (fast) monochromatisch und hatte eine Kohärenzzeit, die viel größer war als typische Strahlungslebensdauern. Diese neue experimentelle Situation erforderte auf theoretischem Gebiet neue Methoden, die nicht mehr störungstheoretischer Natur waren, denn:

durch den Laser werden Obergänge leicht gesättigt, d. h. das Atom verbringt die Hälfte seiner Zeit im angeregten Zustand.

aufgrund der großen Kohärenzzeit können aufeinanderfolgende Emissionen von Photonen nicht mehr als unabhängig betrachtet werden, so daß Phasengedächtniseffekte eine Rolle spielen.

Alle diese Effekte zeigen deutlich, daß zur Beschreibung der neuen experimentellen Situation störungstheoretische Methoden wie bei Heitler nicht mehr ausreichend sind.

Der Fall hoher Intensität des anregenden Feldes wurde zuerst von Apanasevich /5/, basierend auf einer älteren Arbeit /6/ behandelt. Er sagte ein 3-Linien-Spektrum voraus. Newstein /7/ behandelte ebenfalls den Fall hoher Intensität, jedoch kam bei ihm das System nicht durch Strahlungsdämpfung, sondern durch Stoßrelaxation ins Gleichgewicht, wodurch sich zwar ein 3-Linien-Spektrum ergab, Höhen und Breiten der Linien jedoch falsch waren.

Die erste vollständige theoretische Behandlung des Problems stammt von Mollow /8/. Er nahm ein quasiresonantes klassisches Feld an, das mit den Atomen wechselwirkt. Durch Strahlungsdämpfung kam das System ins Gleichgewicht, wobei zusätzlich eine Kopplung an das quantisierte elektromagnetische Feld (Vakuum) vorhanden war. Mollow erhielt eine Lösung für den reduzierten Dichteoperator des Systems aus einer Master-Gleichung in der Markov-Näherung. Die Diagonalelemente beschreiben die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Atoms im Grund- bzw. angeregten Zustand, während die Nichtdiagonalelemente das mittlere Dipolmoment des Atoms beschreiben.

Mollow erkannte, daß es aber nicht das mittlere Dipolmoment eines Atoms ist, das strahlt, sondern der aktuelle Wert, d.h. Mittelwert plus Quantenfluktuationen. Dieses wird in Mollows Arbeit dadurch berücksichtigt, daß er die Korrelationsfunktion des Dipoloperators berechnet, so daß sich die Quantenfluktuationen nicht wegmitteln.

Da Mollow das anregende Feld klassisch beschrieb, wurde später von Stroud /9/ angezweifelt, daß diese Methode eine voll quantenelektrodynamische Beschreibung darstelle; jedoch konnte Mollow /10/ zeigen, daß seine Methode tatsächlich äquivalent zu einer solchen Beschreibung war.

Die erste Arbeit mit einem quantenelektrodynamisch beschriebenen anregenden Feld stammt von Stroud /9/, der einerseits den semiklassischen Ansatz Mollows vermeiden wollte,

andererseits aber auch einen Vergleich mit den Ergebnissen der sogenannten neoklassischen Theorie /11/ anstrebte, die ohne das Konzept eines quantisierten elektromagnetischen Feldes auskam.

Stroud verwendete erstmals das "Dressed Atom"-Modell, das später von Cohen-Tannoudji so erfolgreich angewendet worden ist /12,13/. In diesem Modell besteht das Energiespektrum des Systems Atom plus anregendes Strahlungsfeld aus einer Serie von Dubletts. Die Dublettaufspaltung ist gegeben durch die Rabifrequenz $\Omega' = (\Omega^2 + \Delta^2)^{1/2}$, wobei Ω die resonante Rabifrequenz und Δ die Verstimmung zwischen der Feldfrequenz und der atomaren Übergangsfrequenz ist. Die Dubletts selbst sind um die Frequenz des anregenden Feldes voneinander getrennt.

In diesem Fall kann man sich die Streuung von Photonen am Atom vorstellen als eine Kaskade spontaner Zerfälle zu tiefer liegenden Zuständen des "Dressed Atom"-Systems. In seiner Rechnung hat Stroud das Problem vereinfacht, indem er nur eine einzelne spontane Emission betrachtete. Dadurch ergab sich zwar auch ein 3-Linien-Spektrum wie bei Mollow, mit der richtigen Aufspaltung, jedoch mit falschen Höhen und Breiten der einzelnen Linien.

Es sind jedoch gerade diese Photonenkaskaden, die zur endgültigen Form des Spektrums beitragen. Sie werden später behandelt.

Die erste vollständige quantenelektrodynamische Behandlung stammt von Oliver et al. /14/. Es wurde eine Master-Gleichung für den reduzierten Dichteoperator in der Markov-Näherung benutzt, dieses jedoch im "Dressed Atom"-Modell. Dadurch ergab sich eine kompliziertere Situation als bei Mollows 2×2 -Matrix. Mit Hilfe des Quantenregressionstheorems /15/ wurden Spektren des Fluoreszenzlichts erhalten, jedoch konnten aufgrund der komplizierteren Lösungsstruktur nur Computerzeichnungen angegeben werden.

Auch Carmichael und Walls /16,17/ benutzten das "Dressed Atom"-Modell und erhielten in einer voll quantenelektrodynamischen Methode geschlossene Ausdrücke für das Spektrum, die in Obereinstimmung mit Mollows Arbeit waren.

Der Arbeit von Carmichael und Walls folgten weitere voll quantenelektrodynamische Arbeiten /18-22/. Als Lösungsansatz wurden die Bewegungsgleichungen der Operatoren im Heisenbergbild aufgestellt, sodann die erhaltenen Gleichungen vereinfacht, so daß sie nur noch Operatoren des Atoms und des freien Feldes enthielten. Alle diese Arbeiten ergaben Resultate, die in Obereinstimmung mit Mollows Arbeit standen.

Ihnen allen gemeinsam ist die Verwendung der Markov-Näherung. Kimble und Mandel behaupten zwar, daß sie diese vermieden, jedoch konnte Ackerhalt /23/ zeigen, daß dies ein Irrtum ist.

Cohen-Tannoudji /13/ benutzte als Lösungsansatz Langevin-Bewegungsgleichungen. Er ersetzte die optischen Bloch-Gleichungen formal durch Operatorgleichungen, wobei er delta-korrelierte Langevin-Kräfte hinzufügte, um die Quantenfluktuationen zu berücksichtigen. Cohen-Tannoudji konnte Mollows Resultat bestätigen.

Bereits oben wurde auf die Bedeutung der Photonenkaskaden für die richtige Form des Spektrums hingewiesen. Der erste, der dieses Problem anging, war Mollow /10/. In seiner Arbeit nahm er einen kohärenten Zustand des anregenden Feldes an und zeigte durch kanonische Transformation, daß diese voll quantenelektrodynamische Behandlung tatsächlich äquivalent war zu seiner ersten Arbeit, in welcher das Feld klassisch beschrieben wurde.

Weitere Arbeiten über das Spektrum, die sich direkt mit den Photonenzuständen befassen, stammen von Smithers und Freedhoff /24/, Swain /25/, Ballagh /26/ und Cresser /27/. Alle

diese Arbeiten zeigen die Bedeutung von Quanteninterferenzeffekten für die Form des Spektrums. Es ergibt sich, daß der kohärente Teil des Spektrums (δ -Funktion) vollständig auf diese Interferenzeffekte zurückzuführen ist.

2.2 Dynamischer Stark-Effekt: Intensitätskorrelation

Wie schon in der Einleitung gesagt wurde, ist es nicht nur die Form des Spektrums, sondern das Zeitverhalten der Intensität des gestreuten Feldes, sowie die Intensitätskorrelationsfunktion, worin sich semiklassische und quantenelektrodynamische Berechnungen der Resonanzfluoreszenz grundlegend unterscheiden.

Die ersten Berechnungen der Gesamtintensität des gestreuten Feldes stammen von Kimble und Mandel /19/. Sie konnten zeigen, daß die gestreute Intensität ein oszillierendes Verhalten aufweist, das um so stärker ausgeprägt ist, je größer die Intensität des anregenden Feldes und dessen Verstimmung gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz sind.

Nach einem transienten Verhalten (abklingende Oszillationen) wird für genügend große Zeit ein dynamisches Gleichgewicht erreicht, das den Zustand der Sättigung charakterisiert.

Kimble und Mandel berechneten auch in der o.a. Arbeit die Intensitätskorrelationsfunktion des gestreuten Lichtes. Ausführlicher wurde sie erstmals von Carmichael und Walls /17, 28/ für den Fall eines resonanten anregenden Feldes berechnet. Sie gaben eine geschlossene Lösung an, die für alle Intensitäten des anregenden Feldes gültig ist.

Die Bedeutung der Arbeit von Carmichael und Walls liegt darin, daß erstmals erkannt wurde, daß die Intensitätskorrelationsfunktion ein Verhalten aufweist, das durch kein klassisches Feld beschrieben werden kann.

Klassische Lichtquellen und deren Felder sind durch das "Bunching" der Photonen charakterisiert, wie es erstmals im Experiment von Hanbury Brown und Twiss /29/ nachgewiesen wurde. Die Photonen, die aus einer klassischen Lichtquelle emittiert werden, neigen dazu, in "Bündeln" aufzutreten. Experimentell äußert sich das darin, daß die Wahrscheinlichkeit, unmittelbar nach einem nachgewiesenen Photon ein zweites zu sehen, bei Zeitverzögerung Null maximal ist und dann zu größeren Zeiten abfällt. Dieser Effekt wurde erstmals von Glauber /1,30/ quantenmechanisch erklärt. Das Bunching ist charakteristisch für inkohärente Felder, deren Amplitudenverteilung der Gauß-Statistik folgt. Dies ist gegeben, wenn eine große Anzahl von statistisch unabhängigen Atomen beobachtet wird, wie im Experiment von Hanbury Brown und Twiss.

Auch bei der Beobachtung der Resonanzfluoreszenz vieler Atome tritt das Bunching auf, da auch hier die emittierenden Atome als statistisch unabhängig voneinander betrachtet werden müssen. Nur werden hier außerdem Oszillationen mit der Rabi-Frequenz beobachtet.

Anders hingegen ist die Situation bei der Resonanzfluoreszenz eines einzelnen 2-Niveau-Atoms. Hier ist die Wahrscheinlichkeit, zwei Photonen in einem kleinen Zeitabstand nachzuweisen, minimal bei der Zeitdifferenz Null. Man kann dieses Verhalten dadurch erklären, daß sich das Atom unmittelbar nach der Emission des ersten Photons im Grundzustand befindet und infolgedessen kein zweites Photon emittieren kann. Es muß dazu erst durch das anregende Feld in den angeregten Zustand gepumpt werden, was stets eine endliche Zeit beansprucht, bevor ein weiteres Photon emittiert werden kann. Dieses Verhalten wird im Gegensatz zum obigen Fall als "Anti-bunching" der Photonen bezeichnet.

Es waren Carmichael und Walls, die als erste die Verwendung der Korrelationstechnik zur Messung des dynamischen Stark-Effekts vorschlugen /28/. Unabhängig von ihnen kam der gleiche Vorschlag von Cohen-Tannoudji /13/, der die Intensitätskorrelationsfunktion sowohl für den Fall resonanter, als auch nichtresonanter Anregung berechnete.

Unter experimentellen Bedingungen kann jedoch der Effekt des Antibunching beträchtlich verringert werden. Alle bisherigen Experimente - und auch das in dieser Arbeit beschriebene - verliefen so, daß ein kollimierter Atomstrahl den anregenden Laserstrahl rechtwinklig kreuzte. Um das Antibunching beobachten zu können, dürfen in der Wechselwirkungszone immer nur wenige Atome gleichzeitig sein. Jedoch gibt es auch bei dieser niedrigen Atomstrahlintensität statistische Schwankungen der Atomzahl, so daß auch zwei, drei oder mehr Atome gleichzeitig beobachtet werden können.

Bei der Erklärung der ersten Meßergebnisse /31/ führte dies zu beträchtlicher Verwirrung, da das Antibunching in reiner Form nicht mehr zu erkennen war. Die richtige Erklärung wurde zuerst von Jakeman et al. /32/, später von Kimble und Mandel /33/, sowie von Carmichael et al. /34/ gegeben, wobei letztere zusätzlich den Fall der Intensitätskorrelation einer großen Anzahl von Atomen behandelten.

Ein weiterer Faktor, der berücksichtigt werden muß, ist die endliche Beobachtungszeit der Atome im Atomstrahl. Es kann durchaus vorkommen, daß die Atome die Beobachtungszone verlassen haben, bevor die Messung der Intensitätskorrelation zu Ende ist. Dieser Effekt wurde zuerst von Kimble und Mandel /33/ diskutiert. Zusammen mit den oben erwähnten Anzahlfluktuationen der Atome ergibt sich eine verbesserte Theorie, mit der alle bisherigen Experimente vollständig erklärt werden können.

2.3 Weitere Varianten des dynamischen Stark-Effekts

Bis jetzt war bei allen Berechnungen des dynamischen Stark-Effekts ein streng monochromatisches Feld vorausgesetzt. Es ist jedoch von Interesse für ein reales Experiment, den Einfluß der Bandbreite des anregenden Lichtes auf Spektrum und Intensitätskorrelationsfunktion zu kennen. Dieser ist in einer Anzahl von Arbeiten untersucht worden /35-40/.

Die endliche Bandbreite des anregenden Feldes ist in den Arbeiten als Resultat von Phasen- oder kombinierten Phasen- und Amplitudenfluktuationen behandelt worden. Die Spektren bei resonanter Anregung wurden von Avan und Cohen-Tannoudji /37/ und von Agarwal /35/ untersucht. Sie fanden heraus, daß das Spektrum immer noch symmetrisch ist, jedoch alle drei Linien verbreitert werden. Kimble und Mandel /38/ dehnten diese Rechnung auf die nichtresonante Anregung aus und konnten zeigen, daß das Spektrum asymmetrisch wird, in Übereinstimmung mit experimentellen Arbeiten /4,41-43/.

Der Einfluß der endlichen Bandbreite des anregenden Lichtes auf die Intensitätskorrelationsfunktion wurde zuerst von Kimble und Mandel /38/ diskutiert. Sie kamen zu dem Ergebnis, daß die Oszillationen der Korrelationsfunktion schneller abklingen, wenn das anregende Feld eine von Null verschiedene Bandbreite hat. Zu demselben Ergebnis kam Wodkiewicz /44/, der mit einem störungstheoretischen Ansatz zusätzlich den Fall der Anregung mit niedriger Intensität behandelte.

Weitere Varianten sind das 3-Niveau-Atom /45-47/, sowie das Viel-Niveau-Atom. Es ergeben sich komplizierte Spektren, die mehr als drei Linien aufweisen. Zum Beispiel erhielten Kornblith und Eberly /47/ für ein 3-Niveau-Atom ein Spektrum mit sieben Linien.

3 Theorie der Resonanzfluoreszenz

In diesem Kapitel wird die voll quantenelektrodynamische Behandlung des dynamischen Stark-Effekts diskutiert, wie sie von Carmichael und Walls /16,17,28/ durchgeführt wurde. Ausgangspunkt ist eine Master-Gleichung für Atom und anregendes Feld. Es sollen dann die atomare Dynamik, das Spektrum des spontan emittierten Lichtes, sowie die Korrelationsfunktionen erster und zweiter Ordnung berechnet werden. Zum Schluß wird auf die experimentelle Situation eingegangen, und es werden Effekte diskutiert, die auf Fluktuationen in der Atomstrahldichte und auf die endliche Beobachtungszeit zurückzuführen sind.

3.1 Formulierung des Problems

Betrachtet wird ein einzelnes Atom, das mit einer stark besetzten Mode eines Strahlungsfeldes wechselwirkt. Diese Betrachtungsweise entspricht einem offenen System S (Atom), das an ein Reservoir R mit der Temperatur Null (Vakuum) gekoppelt ist. Das Strahlungsfeld wird aufgeteilt in einfallende und gestreute Komponenten $E_i(r,t)$ und $E_s(r,t)$:

$$E_i(r,t) = i \left(\frac{\hbar \omega_0}{2 \epsilon_0 V} \right)^{1/2} \hat{e}_0 (a(t) e^{i k r} - a^\dagger(t) e^{-i k r}) \quad (3.1)$$

$$E_s(r,t) = i \sum_{k,\lambda} \left(\frac{\hbar \omega_k}{2 \epsilon_0 V} \right)^{1/2} \hat{e}_{k,\lambda} (b_{k,\lambda}(t) e^{i k r} - b_{k,\lambda}^\dagger(t) e^{-i k r}) \quad (3.2)$$

Der Hamiltonoperator des Systems S @ R schreibt sich als

$$H = H_S + H_R + H_{SR} \quad (3.3)$$

wobei

$$H_S = \hbar \omega_0 a^\dagger a + \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sigma_z + \hbar (\kappa_0 a^\dagger \sigma_- + \kappa_0^* a \sigma_+) \quad (3.4)$$

$$H_R = \sum_{\underline{k}, \lambda} \hbar \omega_{\underline{k}} b_{\underline{k}, \lambda}^\dagger b_{\underline{k}, \lambda} \quad (3.5)$$

$$H_{SR} = \sum_{\underline{k}, \lambda} \hbar (\kappa_{\underline{k}, \lambda} b_{\underline{k}, \lambda}^\dagger \sigma_- + \kappa_{\underline{k}, \lambda}^* b_{\underline{k}, \lambda} \sigma_+) \quad (3.6)$$

Dabei sind $a^\dagger$ und a Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren für Photonen des einfallenden Strahls mit der Frequenz ω_0 , Wellenvektor $\underline{k}_0$ und Polarisationsvektor $\underline{e}_0$; $b_{\underline{k}, \lambda}^\dagger$ und $b_{\underline{k}, \lambda}$ entsprechende Operatoren für Vakuummoden mit der Frequenz $\omega_{\underline{k}}$, Wellenvektor $\underline{k}$ und Polarisationsvektor $\underline{e}_{\underline{k}, \lambda}$; σ_z , σ_+ , σ_- sind die üblichen atomaren Pseudospinoperatoren; κ_0 und $\kappa_{\underline{k}, \lambda}$ sind Kopplungskonstanten für die Wechselwirkung des Atoms mit den Feldern. Die Wechselwirkung selbst wird in der Dipolnäherung und der "Rotating Wave"-Näherung beschrieben.

Um die Dynamik des atomaren Systems zu beschreiben, benötigt man die Zeitentwicklung des reduzierten Dichteoperators

$$\rho = \text{Spur}_R (\rho_{S \otimes R}) \quad (3.7)$$

Dabei sei $\rho_{S \otimes R}$ Dichteoperator des Systems $S \otimes R$.

Diese Zeitentwicklung ist im Heisenbergbild gegeben durch

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H_S, \rho] + \frac{\gamma}{2} (2\sigma_- \rho \sigma_+ - \rho \sigma_+ \sigma_- - \sigma_+ \sigma_- \rho) \quad (3.8)$$

wobei γ dem Einstein-Koeffizienten A entspricht.

Formal läßt sich das ausdrücken als

$$\frac{d\rho}{dt} = \mathcal{L} \rho \quad (3.9)$$

mit dem verallgemeinerten Liouville-Operator $\mathcal{L}$, der definiert ist durch

$$\mathcal{L} O = \frac{1}{i\hbar} [H_S, O] + \frac{\gamma}{2} (2\sigma_- O \sigma_+ - O \sigma_+ \sigma_- - \sigma_+ \sigma_- O) \quad (3.10)$$

für beliebige Operatoren O .

Die Basis, in der die Matrixelemente des reduzierten Dichteoperators berechnet werden sollen, ist die Energiebasis, wie sie durch die Form von H_S nahegelegt wird:

$$\begin{aligned} H_S |E_n^2\rangle &= \hbar \left[\omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) + \kappa_0 (n+1)^{1/2} \right] |E_n^2\rangle \\ H_S |E_n^1\rangle &= \hbar \left[\omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) - \kappa_0 (n+1)^{1/2} \right] |E_n^1\rangle \end{aligned} \quad (3.11)$$

wobei

$$\begin{aligned} |E_n^2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|n, +\rangle + |n+1, -\rangle) \\ |E_n^1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|n, +\rangle - |n+1, -\rangle) \end{aligned} \quad (3.12)$$

Dabei bezeichnet $|n\rangle$ einen Fock-Zustand des anregenden Feldes mit n Photonen, während $|+\rangle$ und $|-\rangle$ oberer bzw. unterer Zustand des Atoms sind.

In dieser unendlichen Basis lassen sich die Bewegungsgleichungen für die einzelnen Matrixelemente

$$\rho_{n\eta m\xi} = \langle E_n^\eta | \rho | E_m^\xi \rangle \quad n, \xi = 1, 2 \quad (3.13)$$

des reduzierten Dichteoperators ausdrücken. Sie beschreiben die sukzessive Streuung von Photonen aus dem einfallenden Strahl. Aus Gl. (3.8) folgt dann:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_{n\eta m\xi} &= -\frac{i}{\hbar} (E_n^\eta - E_m^\xi) \rho_{n\eta m\xi} + (-1)^{n+\xi} \sum_{\mu, \nu} \gamma \rho_{n+1\mu m+1\nu} \\ &\quad - \sum_{\nu} \gamma (\rho_{n\eta m\nu} + \rho_{n\nu m\xi}) \end{aligned} \quad (3.14)$$

Da man nur an den atomaren Variablen interessiert ist, kann die Spurbildung über die Feldzustände vorgezogen werden. Man definiert den atomaren Dichteoperator $\rho_{\xi\eta}$ als

$$\rho_{\eta\xi} = \sum_n \rho_{n\eta n\xi} \quad (3.15)$$

Dieser Operator beschreibt nun die Dynamik des atomaren Systems und aller Größen, die damit zusammenhängen.

3.2 Die Dynamik des atomaren Systems

Die Berechnung der Bewegungsgleichungen des atomaren Dichteoperators (3.15) aus den Bewegungsgleichungen (3.14) vereinfacht sich für den Fall, daß das anregende Feld eine annähernd scharfe Photonenzahlverteilung hat, wie es z. B. bei den kohärenten Zuständen /30/ der Fall ist, die den Lasermoden entsprechen:

$$|\alpha\rangle = \exp(-\frac{1}{2}|\alpha|^2) \sum_n \frac{\alpha^n}{(n!)} |n\rangle \quad (3.16)$$

In diesem Fall kann man den Faktor $-i(E_n^\eta - E_m^\xi)/\hbar$ aus Gl. (3.14) durch den Mittelwert $-i(E_n^\eta - E_n^\xi)/\hbar$ ersetzen und erhält für den atomaren Dichteoperator (3.15) folgende Bewegungsgleichungen:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \rho_{22} \\ \rho_{11} \\ \rho_{21} \\ \rho_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\gamma/4 & \gamma/4 & 0 & 0 \\ \gamma/4 & -\gamma/4 & 0 & 0 \\ -\gamma/2 & -\gamma/2 & -(\frac{3}{4}\gamma + 2i\bar{n}^{1/2}\kappa) & -\gamma/4 \\ -\gamma/2 & -\gamma/2 & -\gamma/4 & -(\frac{3}{4}\gamma - 2i\bar{n}^{1/2}\kappa) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \rho_{22} \\ \rho_{11} \\ \rho_{21} \\ \rho_{12} \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

Für den Fall, daß sich das Atom zur Zeit $t=0$ im Grundzustand befindet, ergeben sich folgende Lösungen für die Aufenthaltswahrscheinlichkeit $\rho_{++}(t)$ im angeregten Zustand bzw. für das Nichtdiagonalelement $\rho_{+-}(t)$ des Dichteoperators:

$$\rho_{++}(t) = \frac{4\bar{n}\kappa^2}{\gamma^2 + 8\bar{n}\kappa^2} \{1 - e^{-3\gamma t/4} (\cosh\Omega t + \frac{3\gamma/4}{\Omega} \sinh\Omega t)\} \quad (3.18)$$

$$\rho_{+-}(t) = -2i\bar{n}^{1/2}\kappa \left[\frac{\gamma}{\gamma^2 + 8\bar{n}\kappa^2} \{1 - e^{-3\gamma t/4} (\cosh\Omega t + \frac{3\gamma/4}{\Omega} \sinh\Omega t)\} + \frac{1}{2} e^{-3\gamma t/4} \frac{\sinh\Omega t}{\Omega} \right] \quad (3.19)$$

$$\text{wobei} \quad \Omega = \{(\gamma/4)^2 - 4\bar{n}\kappa^2\}^{1/2} \quad (3.20)$$

Diese Lösungen sind weitgehend ähnlich den Lösungen der semiklassischen Blochgleichungen, die Torrey /49/ für den Fall der magnetischen Kernresonanz angegeben hat:

$$w = Ae^{-at} + Be^{-bt} \cos(st) + \frac{C}{s} e^{-bt} \sin(st) + D \quad (3.21)$$

Dabei sind A, B, C, D, a, b, s Konstanten, die sich entweder aus den Blochgleichungen selbst oder aus den Anfangsbedingungen bestimmen. Für den Fall der optischen Blochgleichungen /50/ gilt:

$$s = \{(2dE/\hbar)^2 - (\gamma/4)^2\}^{1/2} \quad (3.22)$$

Beachtet man, daß die Lösung Torreys für intensive Felder gilt, also daß in Gl. (3.20) $4\pi\kappa^2 > (\frac{\gamma}{4})^2$, folglich Ω imaginär ist, und also gilt:

$$\cosh(i\Omega t) = \cos(\Omega t) \quad (3.23)$$

$$(3.23)$$

$$\sinh(i\Omega t) = \sin(\Omega t)$$

so folgt aus dem Vergleich beider Lösungen

$$2dE/\hbar = 2\pi^{1/2}\kappa \quad (3.24)$$

Diese Bezeichnungsweise wird in Kapitel 5 verwendet.

Aus der Struktur sowohl der Lösungen (3.18) und (3.19) als auch (3.20) und (3.21) sieht man, daß einem transienten Zustand (mit $e^{-3\gamma t/4}$ abklingende Lösungen) ein Sättigungszustand folgt. Für diesen gilt:

$$\rho_{++}^{ss} = \frac{4\bar{n}\kappa^2}{\gamma^2 + 8\bar{n}\kappa^2} \quad (3.25)$$

Für eine schwache Anregung (niedrige mittlere Photonenanzahl $\bar{n}$) gilt: $\rho_{++}^{ss} \approx 0$, d. h. das Atom bleibt vorwiegend nahe dem Grundzustand.

Für eine intensive Anregung, wie sie mit dem Laser leicht zu erreichen ist, gilt:

$$\lim_{\bar{n} \rightarrow \infty} \rho_{++}^{ss} = \frac{1}{2} \quad (3.26)$$

Dieser Zustand ist als Sättigung bekannt, d. h. das Atom verbringt die Hälfte der Zeit im angeregten Zustand. In dieser Situation spielen Quantenfluktuationen eine weitaus größere Rolle als im Falle niedriger Anregung.

3.3 Das gestreute Feld $E_S(r, t)$

Für Zeiten $\omega_0 t \gg 1$ ist der Zusammenhang zwischen dem gestreuten Feld $E_S(r, t)$ und den atomaren Operatoren σ gegeben durch

$$E_S(r, t) = E_S^{(+)}(r, t) + E_S^{(-)}(r, t) \quad (3.27)$$

mit

$$E_S^{(+)}(r, t) = E_S^{(+)}(r, t) - \frac{\omega_0^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} (\underline{\mu} \times \frac{r}{r}) \times \frac{r}{r} \sigma_-(t - \frac{r}{c}) \quad (3.28)$$

wobei $\underline{\mu}$ das induzierte Dipolmoment ist. $E_S^{(+)}$ beschreibt ein frei propagierendes Feld, während der retardierte Quellenterm das Feld eines Punktdipols /51/ darstellt.

Damit sind die Feldoperatoren $E_S^{(+)}(r, t)$ und $E_S^{(-)}(r, t)$ verbunden mit den atomaren Operatoren σ_- bzw. σ_+ zu den retardierten Zeiten $\hat{t} = t - r/c$. Entsprechend lassen sich die Korrelationsfunktionen durch die atomaren Operatoren ausdrücken:

Aus

$$G^{(1)}(\underline{r}, t; \underline{r}, t+\tau) = \langle E_S^{(-)}(\underline{r}, t) E_S^{(+)}(\underline{r}, t+\tau) \rangle \quad (3.29)$$

$$G^{(2)}(\underline{r}, t; \underline{r}, t+\tau) = \langle E_S^{(-)}(\underline{r}, t) E_S^{(-)}(\underline{r}, t+\tau) E_S^{(+)}(\underline{r}, t+\tau) E_S^{(+)}(\underline{r}, t) \rangle \quad (3.30)$$

folgt

$$G^{(1)}(\underline{r}, t; \underline{r}, t+\tau) = I_0(\underline{r}) \langle \sigma_+(\hat{t}) \sigma_-(\hat{t}+\tau) \rangle \quad (3.31)$$

$$G^{(2)}(\underline{r}, t; \underline{r}, t+\tau) = I_0(\underline{r})^2 \langle \sigma_+(\hat{t}) \sigma_+(\hat{t}+\tau) \sigma_-(\hat{t}+\tau) \sigma_-(\hat{t}) \rangle \quad (3.32)$$

wobei

$$I_0(\underline{r}) = \left\{ \frac{\omega_0^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} (\underline{\mu} \times \frac{r}{r}) \times \frac{r}{r} \right\}^2 \quad (3.33)$$

An dieser Stelle soll noch einmal auf die semiklassische Näherung eingegangen werden. Aus Gl. (3.28) folgt für das gemittelte gestreute Feld

$$\langle E_S^{(+)}(\underline{r}, t) \rangle = - \frac{\omega_0^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} (\underline{u} \times \frac{\underline{r}}{r}) \times \frac{\underline{r}}{r} \langle \sigma_-(\hat{t}) \rangle \quad (3.34)$$

wobei

$$\langle \sigma_-(\hat{t}) \rangle = \sum_n \langle n, + | \rho(\hat{t}) | n, - \rangle \quad (3.35)$$

Nimmt man das einfallende Feld als ein kohärentes Feld (3.16) an, wobei $\alpha = |\alpha| e^{i\phi}$ sei, so erhält man für das gemittelte Feld

$$\langle E_S^{(+)}(\underline{r}, t) \rangle = - \left(\frac{\omega_0^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} (\underline{u} \times \frac{\underline{r}}{r}) \times \frac{\underline{r}}{r} \right) \rho_{+-}(\hat{t}) e^{-i(\omega_0 \hat{t} + \phi)} \quad (3.36)$$

Dabei ist $\rho_{+-}(t)$ gegeben durch Gl. (3.19) bzw. eine analoge Gleichung, falls das Atom für $t=0$ im angeregten Zustand ist. Aus beiden Gleichungen folgt jedoch, daß nach einem transienten Zustand schnell die Sättigung folgt. Für eine intensive Anregung $(4\hbar\kappa^2) \gg (\gamma/4)^2$ folgt dann:

$$\begin{aligned} \langle E_S^{(+)}(\underline{r}, t) \rangle = & \left[\frac{\omega_0^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} (\underline{u} \times \frac{\underline{r}}{r}) \times \frac{\underline{r}}{r} \right] 2i\hbar^{1/2} \kappa \frac{\gamma}{\gamma^2 + 8\hbar\kappa^2} \\ & \left[e^{-i(\omega_0 \hat{t} + \phi)} - \frac{1}{2} e^{-3\gamma \hat{t}/4} (\exp\{-[i(\omega_0 + 2\hbar^{1/2}\kappa)\hat{t} + i\phi]\}) \right. \\ & \left. + \exp\{-[i(\omega_0 - 2\hbar^{1/2}\kappa)\hat{t} + i\phi]\}) \right] \end{aligned} \quad (3.37)$$

Semiklassisch ergibt sich also im transienten Gebiet ein 3-Linien-Spektrum, das sich für große Zeiten zu einer scharfen Linie reduziert. Dieses Ergebnis hat sich als falsch herausgestellt, wie alle Experimente zeigen /4, 41-43/.

3.4 Korrelationsfunktion erster Ordnung und Spektrum des gestreuten Lichtes

Nach Gl. (3.31) ist die Korrelationsfunktion erster Ordnung bestimmt durch den Erwartungswert $\langle \sigma_+(t) \sigma_-(t+\tau) \rangle$. Auch diese Funktion zeigt zuerst ein transientes Verhalten, um dann ein Gleichgewicht zu erreichen, in welchem gilt:

$$G_{ss}^{(1)}(\tau) = I_0(\underline{r}) \frac{4\bar{n}\kappa^2}{\gamma^2 + 8\bar{n}\kappa^2} \left[\frac{\gamma^2}{\gamma^2 + 8\bar{n}\kappa^2} e^{-i\omega_0\tau} + \frac{1}{2} \exp\left[-\left(\frac{1}{2}\gamma + i\omega_0\right)\tau\right] - \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma}{\gamma^2 + 8\bar{n}\kappa^2} \frac{3\gamma/4 + \Omega}{\Omega} - \frac{\gamma/2}{\Omega} - \frac{1}{2} \frac{\gamma/4 + \Omega}{\Omega}\right) \exp\left(-\left\{\left(\frac{3}{4}\gamma - \Omega\right) + i\omega_0\right\}\tau\right) - \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma}{\gamma^2 + 8\bar{n}\kappa^2} \frac{3\gamma/4 - \Omega}{\Omega} - \frac{\gamma/2}{\Omega} - \frac{1}{2} \frac{\gamma/4 - \Omega}{\Omega}\right) \exp\left(-\left\{\left(\frac{3}{4}\gamma + \Omega\right) + i\omega_0\right\}\tau\right) \right] \quad (3.38)$$

wobei wieder gilt

$$\Omega = \{(\gamma/4)^2 - 4\bar{n}\kappa^2\}^{1/2} \quad (3.39)$$

Das Spektrum des emittierten Lichtes ist dann gegeben durch die Fouriertransformation

$$I(\omega, \underline{r}) = \frac{1}{2\pi} 2\text{Re} \int_0^\infty d\tau e^{i\omega\tau} G_{ss}^{(1)}(\tau) \quad (3.40)$$

Aufgrund der Definition von Ω gibt es eine Schwelle bei

$$2\bar{n}^{1/2}\kappa = \gamma/4 \quad (3.41)$$

wo sich das Spektrum ändert: Aus einer einzelnen Linie werden drei, das bekannte symmetrische Spektrum des dynamischen Stark-Effekts.

Im Falle schwacher Anregung, also für

$$4\bar{n}\kappa^2 \ll (\gamma/4)^2 \quad (3.42)$$

ist

$$G_{ss}^{(1)}(\tau) = I_0(\underline{r}) \frac{4\bar{n}\kappa^2}{\gamma^2 + 8\bar{n}\kappa^2} e^{-i\omega_0\tau} \quad (3.43)$$

Für das Spektrum gilt dann

$$I(\omega, \underline{r}) = I_0(\underline{r}) \frac{4\bar{n}\kappa^2}{\gamma^2 + 8\bar{n}\kappa^2} \delta(\omega - \omega_0) \quad (3.44)$$

Es ist das scharfe Spektrum der klassischen und semiklassischen Theorie.

Im Falle starker Anregung, d. h. für

$$4\bar{n}\kappa^2 \gg (\gamma/4)^2 \quad (3.45)$$

ergibt sich

$$I(\omega, \underline{r}) = \frac{I_0(\underline{r})}{2\pi} \left(2\pi \frac{\gamma}{\gamma^2 + 8\bar{n}\kappa^2} \delta(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\gamma/2}{(\gamma/2)^2 + (\omega - \omega_0)^2} \right. \\ \left. + \frac{1}{4} \frac{3\gamma/4}{(3\gamma/4)^2 + (\omega - (\omega_0 + 2\bar{n}^{1/2}\kappa))^2} + \frac{1}{4} \frac{3\gamma/4}{(3\gamma/4)^2 + (\omega - (\omega_0 - 2\bar{n}^{1/2}\kappa))^2} \right) \quad (3.46)$$

Das Spektrum besteht aus einem kohärenten Anteil ($\delta(\omega - \omega_0)$) und drei weiteren Linien, die letztlich aus den Quantenfluktuationen resultieren, wie es in der semiklassischen Näherung nicht dargestellt werden kann. Man sieht, daß der kohärente Anteil am stärksten im Falle schwacher Anregung vorhanden ist, mit steigender Anregung abnimmt, um im Grenzfall (3.45) ganz zu verschwinden.

Der inelastische Anteil des Spektrums (3.46) besteht aus drei Linien mit den Frequenzen $\omega_0 - \Omega$, ω_0 und $\omega_0 + \Omega$, den Höhenverhältnissen 1:3:1 und den Breiten (FWHM) $3\gamma/2$, γ und $3\gamma/2$.

Abb. 3.1 zeigt diesen inelastischen Anteil für verschiedene Werte von Ω/γ . Der Fall $\Omega/\gamma=0$ entspricht der reinen Absorptionslinie mit natürlicher Linienbreite.

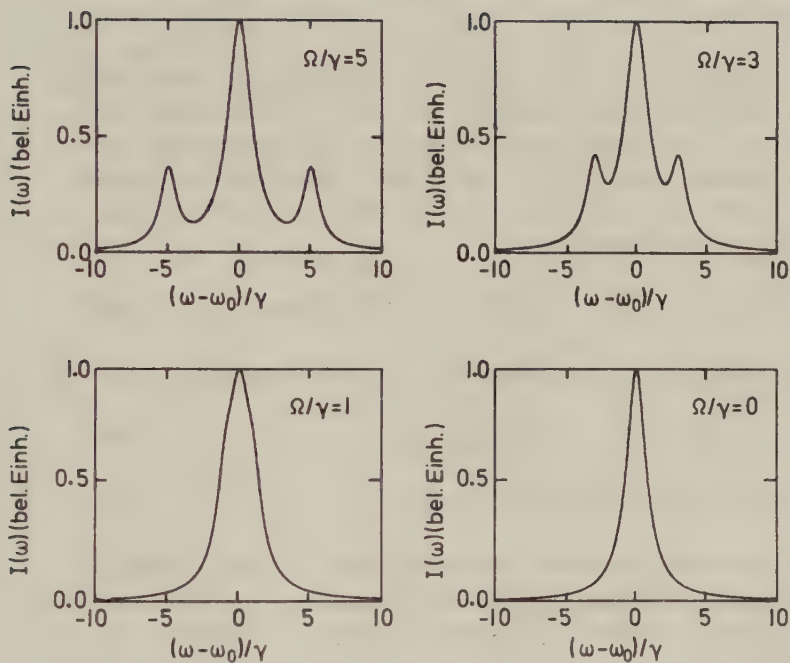


Abb. 3.1: Der inelastische Teil des Spektrums beim dynamischen Stark-Effekt. Die Größe der Aufspaltung nimmt mit steigender Intensität des anregenden Feldes zu.

3.5 Die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung eines einzelnen Atoms

Die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung ist nach Gl. (3.32) durch den Erwartungswert $\langle \sigma_+(t) \sigma_+(t+\tau) \sigma_-(t+\tau) \sigma_-(t) \rangle$ bestimmt. Wie alle Funktionen, die aus der Dynamik des atomaren Systems resultieren, zeigt auch diese Funktion zuerst ein transientes Verhalten, um dann ein Gleichgewicht zu erreichen, in welchem gilt:

$$G_{SS}^{(2)}(\tau) = G_{SS}^{(1)}(0)^2 \{ 1 - e^{-3\gamma\tau/4} (\cosh(\Omega\tau) + \frac{3\gamma/4}{\Omega} \sinh(\Omega\tau)) \} \quad (3.47)$$

Dabei ist $G_{SS}^{(1)}(0)$ die Intensität im Gleichgewicht

$$G_{SS}^{(1)}(0)^2 = I_0(r) \frac{4\bar{n}\kappa^2}{\gamma^2 + 8\bar{n}\kappa^2} \quad (3.48)$$

Ω ist wie in Gl (3.39) definiert.

Genau wie beim Spektrum existiert auch hier eine Schwelle, bei der die Funktion ihr Verhalten ändert: für $2\bar{n}^{1/2}\kappa < \gamma/4$ ist Ω reell, während es für $2\bar{n}^{1/2}\kappa > \gamma/4$ rein imaginär ist, so daß gilt

$$\begin{aligned} \cosh(i\Omega\tau) &\rightarrow \cos(\Omega\tau) \\ \sinh(i\Omega\tau) &\rightarrow \sin(\Omega\tau) \end{aligned} \quad (3.49)$$

$G_{SS}^{(2)}(\tau)$ fängt also an zu oszillieren. Es soll hier jedoch gesagt werden, daß der Übergang zur oszillierenden Funktion mit wachsendem $\bar{n}$ stetig vor sich geht.

Für den Grenzwert $\bar{n} \rightarrow 0$ (äquivalente Beschreibung nach Gl. (3.24): $E \rightarrow 0$) ergibt sich aus Gl. (3.47):

$$G_{SS}^{(2)}(\tau) = G_{SS}^{(1)}(0)^2 (1 - e^{-\gamma\tau/2})^2 \quad (3.50)$$

In Abb. 3.2 ist die normierte Korrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau) = G^{(2)}(\tau)/G^{(1)}(0)^2$ für verschiedene Werte von Ω/γ dargestellt. Man sieht deutlich den stetigen Übergang von Oszillationen bei starker Anregung hin zum Grenzwert $E \rightarrow 0$.

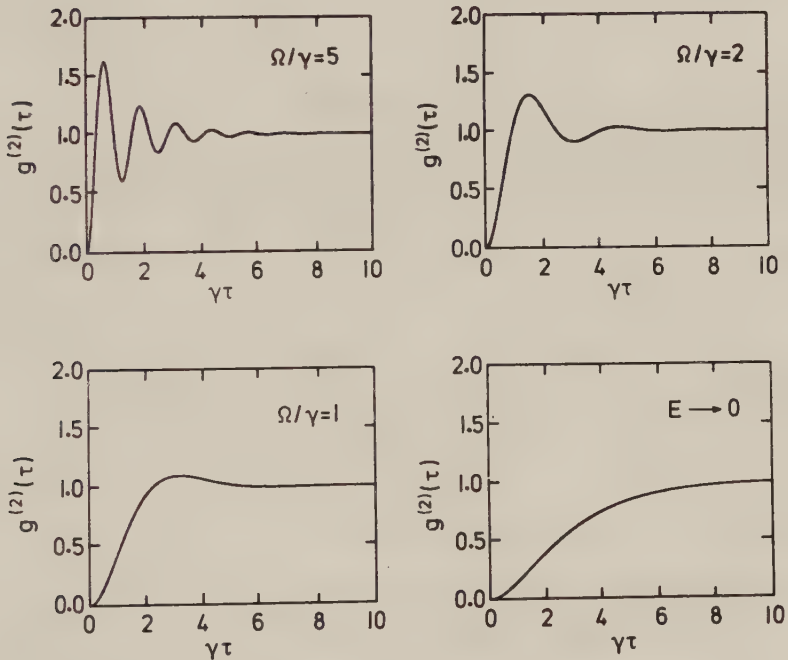


Abb. 3.2: Die normierte Korrelationsfunktion zweiter Ordnung eines einzelnen Atoms für verschiedene Intensitäten des anregenden Feldes. Deutlich zu sehen ist das Antibunching der Photonen für $\tau = 0$.

3.6 Die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung bei Beobachtung vieler Atome

Die Beobachtung genau eines Atoms in einem Atomstrahl ist experimentell nicht erreichbar, da die Anzahl der Atome im Wechselwirkungsbereich statistisch um einen Mittelwert schwankt (Poisson-Verteilung). Das von diesen Atomen zur Zeit t gestreute Feld ist

$$E(t) = \sum_{i=1}^{N(t)} E_i(t) + \epsilon \quad (3.51)$$

wobei $E_i(t)$ der Beitrag des i -ten Atoms ist, ϵ ist ein zeitunabhängiges Feld, das Hintergrundstreulicht beschreibt. Setzt man Gl. (3.51) in Gl. (3.30) ein, so erhält man, nach Mittelung über die Poisson-Verteilung der Atome

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{1}{(1+\delta)} \left\{ \underbrace{|g_A^{(1)}(\tau)|^2 f(A)}_{(I)} + \underbrace{2\delta \operatorname{Re}(g_A^{(1)}(\tau)) f_D(A)}_{(II)} + \underbrace{\frac{g_A^{(2)}(\tau)}{\bar{N}}}_{(III)} \right\} \quad (3.52)$$

Dabei sind $g_A^{(1)}(\tau)$ und $g_A^{(2)}(\tau)$ die normierten Korrelationsfunktionen erster und zweiter Ordnung für ein Atom aus Gl. (3.38) bzw. (3.47), δ ist das inverse Signal/Rausch-Verhältnis der Messung, $\bar{N}$ die mittlere Atomzahl.

Gleichung (3.52) weist 3 Terme auf:

- (I) beschreibt die Korrelation von Photonen, die von verschiedenen Atomen emittiert werden.
- (II) stellt die Korrelation von Photonen dar, die von Atomen emittiert werden, mit Photonen des Streulichts.
- (III) beschreibt die Korrelation von Photonen, die vom selben Atom emittiert werden.

Da die Photonenemissionen verschiedener Atome statistisch unabhängig voneinander sind, kann (I) und (II) nur gemessen werden, wenn man die Beobachtung auf etwa eine Kohärenzfläche /52/ beschränkt. Diese endliche Beobachtungsfläche A wird durch die Funktionen $f(A)$ und $f_D(A)$ berücksichtigt /53/. Beide variieren für große A etwa wie $1/A$.

Damit ergeben sich folgende Beobachtungsmöglichkeiten:

- $\bar{N} \gg 1, \delta \ll 1$ und $f(A) = 1$:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{1}{(1+\delta)^2} |g_A^{(1)}(\tau)|^2 \quad (3.53)$$

Diese Form der Korrelationsfunktion kann man messen, wenn man viele Atome gleichzeitig auf einer Fläche beobachtet, die kleiner ist als eine Kohärenzfläche. Abb. 3.3 zeigt diese Kurve für $\delta = 0$ und verschiedene Werte von Ω/γ (vgl. Gl. (3.39)). Es fällt sofort auf, daß das Antibunching verschwunden ist; stattdessen wird, wie im Experiment von Hanbury Brown und Twiss, Bunching beobachtet.

- $\bar{N} \approx 1, \delta \ll 1, f(A) = f_D(A) = 0$:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{1}{(1+\delta)^2} \cdot \frac{g_A^{(2)}(\tau)}{\bar{N}} \quad (3.54)$$

Man sieht unmittelbar, daß diese Funktion nur für kleines $\bar{N}$ meßbar ist. Ferner fällt auf, daß jetzt nicht mehr gilt: $g^{(2)}(0) = 0$. Dies ist eine Folge der oben erwähnten Poisson-Verteilung der Atome. Wohl aber ist immer noch für $\tau = 0$ ein absolutes Minimum der Korrelationsfunktion vorhanden. In den Experimenten, die in Kapitel 5 beschrieben werden, ist dieser Fall genau realisiert.

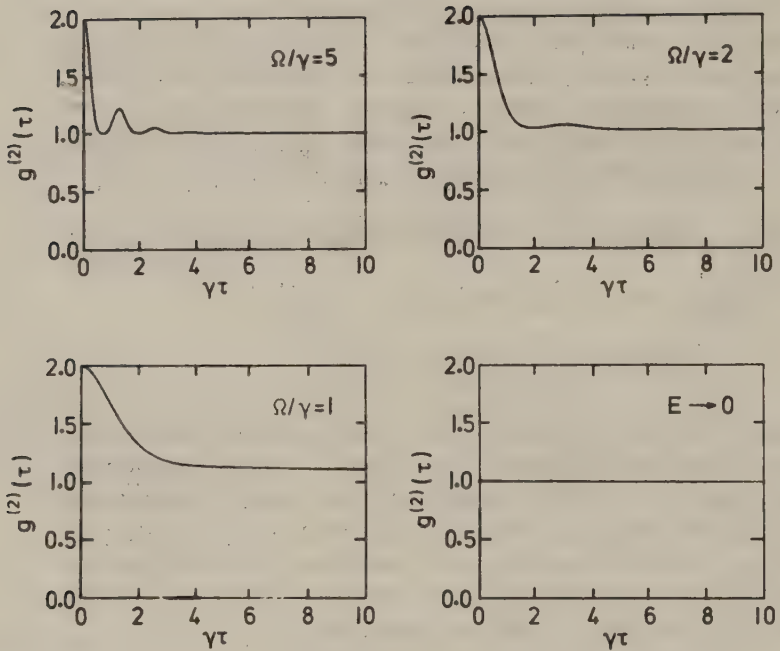


Abb. 3.3: Die normierte Korrelationsfunktion zweiter Ordnung bei Beobachtung vieler Atome. Statt des Antibunching bei Beobachtung eines Atoms tritt hier wieder das Bunching hervor.

Für den Fall der nichtresonanten Anregung behalten die bisher abgeleiteten Formeln für die Intensitätskorrelationsfunktion ihre Gültigkeit, jedoch muß der Ausdruck für die Rabi-Frequenz modifiziert werden. Es gilt nämlich /13,33/:

$$\Omega^2 = \left(\frac{2dE}{\hbar}\right)^2 + \Delta^2 - \left(\frac{\gamma}{4}\right)^2 \quad (3.55)$$

3.7 Effekte der endlichen Beobachtungszeit

Bei einem realen Korrelationsexperiment, wo Atome mit einer mittleren Geschwindigkeit v , durch ein Beobachtungsvolumen der Länge ℓ fliegen, entstehen Schwierigkeiten daraus, daß das betrachtete Atom zwar das erste (nachgewiesene) Photon innerhalb des Beobachtungsvolumens emittiert hat, jedoch das zweite schon außerhalb, so daß es nicht mehr nachgewiesen werden kann. Die Wahrscheinlichkeit $\xi(\tau)$, die Intensitätskorrelation eines Atoms zu messen, nimmt deshalb mit steigendem τ ab, um für $\tau > \ell/v$ auf Null zu gehen.

Zur Berechnung der Funktion $\xi(\tau)$ führt folgende Überlegung /33/: Um im zeitlichen Abstand τ zwei Photonen von einem mit der Geschwindigkeit v fliegenden Atom sehen zu können, muß das erste auf der Strecke $\ell - v \cdot \tau$ emittiert werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist

$$p_v(\tau) = 1 - v\tau/\ell \quad (3.56)$$

Nun muß dieses gemittelt werden über alle Atome des Strahls mit $0 < v < v_{\max} = \ell/\tau$ und ergibt $\xi(\tau)$

$$\xi(\tau) = \int_0^{\ell/\tau} (1 - v\tau/\ell) p(v) dv \quad (3.57)$$

wobei $p(v)$ die Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Strahl /54/ ist:

$$p(v) = 2 \frac{v^3}{v_0^4} \exp(-v^2/v_0^2) \quad (3.58)$$

mit $v_0 = \sqrt{2kT/m}$.

Abb. 3.4 zeigt die Auswertung von Gl. (3.57). Feste Parameter sind: für m die Masse eines Natriumatoms, $T = 573 \text{ K}$ ($= 200^\circ \text{C}$ - die Temperatur des Natriumofens). Weitere Parameter sind die Länge ℓ der Beobachtungsstrecke. Für diese

Arbeit ist $\lambda = 0,35$ mm. Man sieht, daß für $\tau < 100$ ns, also für den Bereich, in dem fast alle Messungen durchgeführt wurden, $\xi(\tau)$ von 1 auf etwa 0,8 abfällt, so daß der Einfluß auf die Korrelationsfunktion relativ gering ist.

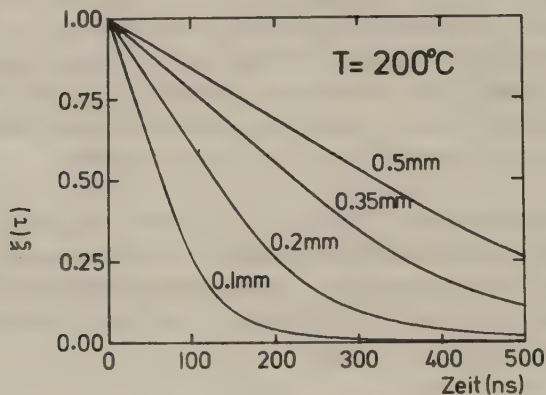


Abb. 3.4: Die Funktion $\xi(\tau)$, die ein Maß für die Wahrscheinlichkeit ist, die Korrelationsfunktion eines Atoms messen zu können. Dargestellt ist $\xi(\tau)$ für verschiedene Längen der Beobachtungszone.

3.8 Die Hyperfeinstruktur der D₂-Linie des Natriums

Das natürlich vorkommende Natrium ist ein Reineisotop mit dem Kernspin $I=3/2$. Infolgedessen weisen alle atomaren Niveaus eine Hyperfeinstruktur auf, die durch die Quantenzahl $F = |I+J|$ bestimmt ist, wobei J der Drehimpuls des beteiligten Feinstrukturniveaus ist.

Für die D₂-Linie ($3^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$) ergibt sich folgendes Bild (Abb. 3.5):

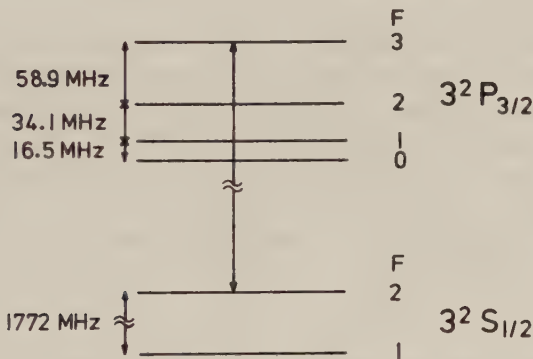


Abb. 3.5: Die Hyperfeinstruktur der D₂-Linie des Natriums

Die nachfolgend beschriebenen Experimente fanden am Übergang $3^2S_{1/2} (F=2) - 3^2P_{3/2} (F=3)$ statt. Dies ist der stärkste Hyperfeinstrukturübergang der D₂-Linie.

4 Versuchsaufbau

4.1 Grundsätzliche Überlegungen

Wenn man Korrelationsmessungen am Fluoreszenzlicht monochromatisch angeregter Natriumatome durchführen will, so gilt es zu überlegen, welche Anforderungen an die benötigten Geräte gestellt werden müssen, um die Voraussetzungen, die die Theorie der Resonanzfluoreszenz macht, erfüllen zu können. Es wird sich herausstellen, daß aus diesen Voraussetzungen der Versuchsaufbau zwangsweise folgt.

Die theoretischen Überlegungen /5-28/ setzen eine streng monochromatische Lichtquelle voraus, die die Atome anregt. In der Praxis gibt es eine solche Lichtquelle nicht. Man kann sie jedoch gut approximieren durch eine Quelle, deren spektrale Breite klein ist gegen die Breite des betrachteten atomaren Übergangs. Solch eine Lichtquelle ist durch den Laser gegeben, der sich gegenüber konventionellen Lichtquellen durch eine extrem schmale spektrale Breite auszeichnet /55,56/.

Sodann sollen bei den Korrelationsmessungen Rabi-Oszillationen beobachtet werden. Nach Gl. (3.55) hängt die Rabifrequenz eines Atoms sowohl von der Feldstärke des anregenden Feldes als auch von der Verstimmung der Feldfrequenz gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz ab. Daraus folgt zweierlei: erstens muß man die radiale Verteilung der Intensität des anregenden Laserstrahls /57/ durch geeignete Wahl des Beobachtungsvolumens konstant halten, zweitens müssen alle beobachteten Atome dieselbe Rabifrequenz haben. Deshalb darf der atomare Übergang nicht inhomogen verbreitert sein, d. h. die Messung muß an einem hochkollimierten Atomstrahl /54/ durchgeführt werden.

Für die Dauer der Messung (typisch: mehrere Stunden) muß die Laserfrequenz konstant sein. Fordert man eine Frequenzstabilität von 1 MHz, so ergibt sich eine Konstanz von $\Delta\nu/\nu = 2 \cdot 10^{-9}$. Eine solche Konstanz läßt sich am einfachsten durch Stabilisierung auf einen Referenzatomstrahl erreichen.

Schließlich muß für die eigentliche Korrelationsmessung eine Korrelationsapparatur vorhanden sein. Während Hanbury Brown und Twiss /29/ noch einen Analog-Korrelator verwendeten, wird hier die Korrelation zwischen den Pulsen zweier Photomultiplier gemessen, die im Photonen-zählbetrieb arbeiten.

Diese drei für die Durchführung der Korrelationsmessungen notwendigen Komponenten, der Laser, die Stabilisierung und die Korrelationsapparatur, sollen nun eingehend beschrieben werden.

4.2 Der Laser

Der verwendete Laser ist ein kontinuierlicher Farbstofflaser, der von Hartwig /58/ gebaut und beschrieben wurde. Es handelt sich um einen astigmatisch kompensierten /59/ Zellenlaser, d. h. das Lasermedium (ein in Wasser gelöster organischer Farbstoff - Rhodamin 6 G) zirkuliert mit hoher Geschwindigkeit durch eine Zelle mit Glasfenstern. Gegenüber kommerziellen Lasern, die mit Farbstoff-Jets arbeiten, hat dies den Vorteil, daß er freilaufend eine Linienbreite von nur 3 MHz hat.

Durch eine aktive Stabilisierung läßt sich diese Linienbreite noch weiter reduzieren, bei der verwendeten Stabilisierung auf 1 MHz. Diese Laserlinienbreite ist das Resultat sehr schneller Änderungen der Länge des Laserresonators, wie sie durch Dichte-

schwankungen des Farbstoffs in der Zelle, Vibrationen der Zelle selbst, sowie Dichteschwankungen der Luft im Resonator durch Turbulenzen hervorgerufen werden. Die Messungen von Hartwig haben ergeben, daß die homogene Breite der Laserlinie in der Größenordnung von 10 kHz liegt, so daß die Linienbreite von 3 MHz ausschließlich auf die oben erwähnten schnellen Schwankungen (Frequenz etwa 100 kHz und höher) der Resonatorlänge zurückzuführen ist.

Für die Beobachtung der Rabifrequenz bedeutet dies, daß die Laserfrequenz innerhalb der Linienbreite von 1 MHz fluktuiert und so eine geringfügige Verschmierung der Rabifrequenz verursacht. Bei hoher Laserintensität kann diese wegen Gl. (3.55) völlig vernachlässigt werden.

Ein weiterer Faktor, der die Rabifrequenz der Atome beeinflusst, ist die Amplitudenstabilität des Lasers, da hier durch

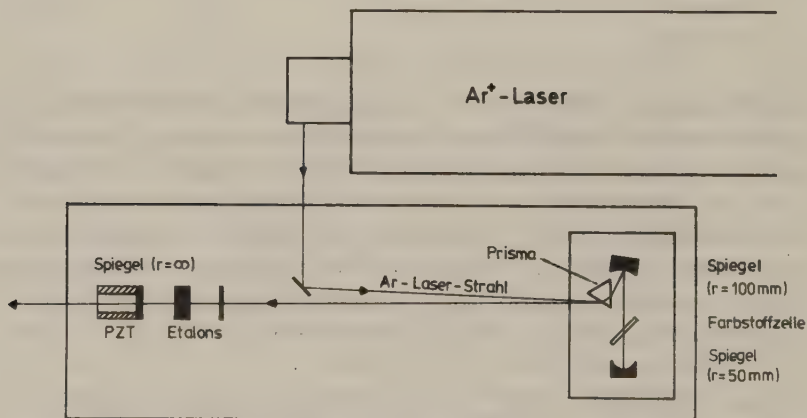


Abb. 4.1: Aufbau des verwendeten Farbstofflasers

die Änderung der elektrischen Feldstärke am Ort des Atoms die Rabi-Frequenz mitverändert wird. Die Beobachtung der Ausgangsleistung des Lasers mit einer schnellen Photodiode ergab Schwankungen von maximal 5 %, was durchaus tolerabel ist.

Der Aufbau des Lasers ist in Abb. 4.1 dargestellt. Das Licht des Pumplasers (Argon-Ionenlaser) wird umgelenkt und fällt durch ein 60° -Prisma auf den Zentralspiegel, durch den es in die Farbstoffzelle fokussiert wird. Der Laserresonator selbst wird durch den Endspiegel, den Zentralspiegel und den Auskoppelspiegel (2 % Transmission) gebildet, wobei das 60° -Prisma als frequenzselektives Element dient. Die Grobabstimmung des Lasers erfolgt durch Drehen des Auskoppelspiegels.

Durch Einsetzen von zwei festen Fabry-Perot-Etalons in den Resonator läßt sich ein Einfrequenzbetrieb des Lasers erreichen. Die Feinabstimmung der Laserfrequenz erfolgt durch Kippen der Etalons, sowie Änderung der Laserresonatorlänge mittels einer Piezokeramik, auf der der Auskoppelspiegel befestigt ist. Diese Feinabstimmung gestattet es, die Laserfrequenz genau auf den atomaren Übergang einzustellen.

4.3 Die Stabilisierung

Wie bereits diskutiert, besteht der Sinn der Laserstabilisierung darin, die Frequenz des Farbstofflasers für die Dauer einer Korrelationsmessung konstant zu halten. Ferner soll sie erlauben, die Laserfrequenz über einen kleinen Bereich (± 40 MHz) reproduzierbar zu verändern. Außerdem soll durch den Vorgang der Stabilisierung die Laserbandbreite noch zusätzlich verringert werden, damit die oben erwähnte Voraussetzung, daß die Bandbreite des anregenden Lichtes klein sein soll gegen die Breite des Übergangs, erfüllt wird.

Aufgrund dieser Überlegungen wurde für die Laserstabilisierung eine Referenzatomstrahlapparatur aufgebaut, bei der die Übergangsfrequenz der Atome mittels des Zeeman-Effekts moduliert wurde (Abb. 4.2, linker Teil).

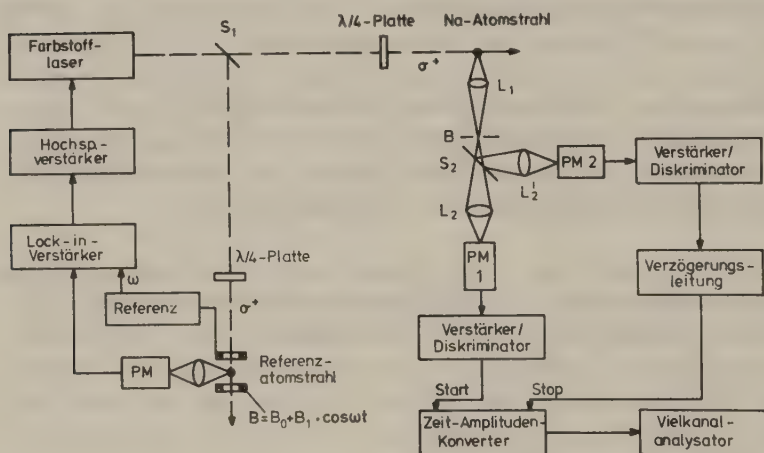


Abb. 4.2: Gesamtansicht der Korrelationsapparatur mit Farbstofflaser (links oben), Laserstabilisierung (links unten) optischem System (rechts oben) und Nachweiselektronik (rechts unten).

Die Atome befinden sich in einem gut kollimierten Atomstrahl. Das Kollimationsverhältnis beträgt 1:500, wodurch die residuale Dopplerbreite bei transversaler Anregung auf 3 MHz reduziert wird. Ein zeitlich periodisches Magnetfeld, das kollinear mit dem anregenden Laserstrahl ist, steht senkrecht zur Flugrichtung der Atome und definiert die Quantisierungsachse. Das Laserlicht ist zirkular polarisiert (σ^+ - Licht), so daß nur Übergänge mit $\Delta m = +1$ erlaubt sind. Für diese Übergänge gilt in einem Magnetfeld B :

$$\Delta E = (g_F m_F' - g_F m_F) \mu_B B \quad (4.1)$$

Dabei ist ΔE die Änderung der Übergangsenergie, g_F und g_F' die g-Faktoren der beteiligten Hyperfeinstrukturniveaus, m_F und m_F' deren magnetische Quantenzahlen, μ_B das Bohrsche Magneton, sowie B die magnetische Feldstärke.

In der Atomstrahlapparatur wird das Magnetfeld durch ein Paar von Helmholtzspulen /60/ erzeugt. Es besteht aus einer Gleich- und einer Wechselfeldkomponente:

$$B = B_0 + B_1 \cos \omega t \quad (4.2)$$

Mittels B_0 läßt sich die Übergangsfrequenz um einen festen Betrag verschieben, während B_1 den Modulationshub der periodischen Verschiebung bestimmt.

Die Fluoreszenz der Atome wird mit einem Photomultiplier beobachtet. Aufgrund der Modulation der atomaren Übergangsfrequenz ist das Fluoreszenzlicht auch moduliert und entsprechend das Signal des Photomultipliers. Dieses Signal wird einem Lock-in-Verstärker zugeführt, der nach phasenempfindlicher Gleichrichtung ein Korrektursignal liefert, dessen Größe proportional zur Abweichung der Laserfrequenz von der mittleren atomaren Übergangsfrequenz ist.

In einem Hochspannungsverstärker wird das Korrektursignal weiterverstärkt und einer Piezokeramik zugeführt, die die Resonatorlänge so lange ändert, bis die Laserfrequenz den Sollwert wieder angenommen hat.

4.4 Die Korrelationsapparatur

Die zur Messung verwendete Korrelationsapparatur hat mehrere Forderungen zu erfüllen: erstens müssen sich die zu untersuchenden Atome in einem hochkollimierten Atomstrahl befinden, zweitens muß die Zeitauflösung der Apparatur es gestatten, Oszillationen der Intensitätskorrelationsfunktion im Nanosekundenbereich aufzulösen. Die Atome im Atomstrahl werden angeregt und emittieren spontan das Licht, dessen Photonenkorrelation untersucht werden soll. Alle diese Komponenten befinden sich bereits im Experiment von Hanbury Brown und Twiss /29/. Die leuchtenden Atome im Atomstrahl entsprechen deren Spektrallampe und auch die optischen und elektronischen Komponenten finden sich in ähnlicher Form in deren Experiment.

4.4.1 Die Atomstrahlapparatur

In der Atomstrahlapparatur (Abb. 4.3) wird in einem Hochvakuum von 10^{-7} mbar unter stoßfreien Bedingungen ein hochkollimierter Atomstrahl hergestellt. Im unteren Teil der Apparatur befindet sich ein elektrisch beheizter Ofen, der mit Natrium gefüllt ist. Durch ein Loch von 0,2 mm Durchmesser dampft das Natrium ins Vakuum. Durch ein System von Blenden wird ein Teil des Natriums nach oben ausgeblendet und trifft auf eine Blende mit 0,18 mm Durchmesser, die sich 23 cm oberhalb des Ofens befindet. Die durch diese Blende hindurchtretenden Natriumatome sind jetzt sehr stark kollimiert, d. h. sie haben fast keine Geschwindigkeitskomponente quer zum Atomstrahl. Dadurch wird bei transversaler Anregung die Dopplerverbreiterung der Absorptionslinie von 1,4 GHz in thermischen Gleichgewicht auf 0,8 MHz reduziert.

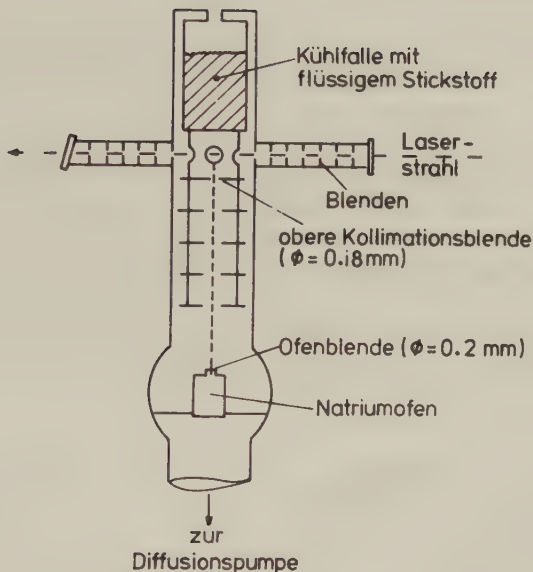


Abb. 4.3: Schematische Darstellung der Atomstrahlapparatur. Der Natrium-Atomstrahl fliegt aus dem Natriumofen nach oben, wechselwirkt mit dem Laserstrahl und kondensiert an der Kühlfalle.

Diese hochkollimierten Natriumatome wechselwirken nun mit dem Laserstrahl, der seitlich durch Glasfenster in die Atomstrahlapparatur ein- und austritt. Um das Eindringen von Fremdlicht zu verhindern, befinden sich die Fenster nicht unmittelbar an der Apparatur, sondern sind auf 30 cm langen Rohren, in denen sich geschwärzte Blenden befinden, seitlich angebracht. Durch diese Anordnung wird das Streulicht praktisch vollständig reduziert.

4.4.2 Das optische System

Laserstrahl und Atomstrahl kreuzen sich, wie oben erwähnt, in der Wechselwirkungszone unter exakt 90° , um die Dopplerverbreiterung zu reduzieren. Das Fluoreszenzlicht wird nun wieder rechtwinklig zu Atomstrahl und Laserstrahl beobachtet. Für die Messung des Antibunching ist jedoch, wie in 3.6 erörtert, die Beobachtung eines großen Raumwinkels zulässig. Diesem Zweck dient das optische System, das möglichst viel Fluoreszenzlicht den Photomultipliern zuführt. Es hat aber noch eine andere Aufgabe: Aufgrund der radialen Intensitätsverteilung des Laserstrahls (Gaußscher Strahl /57/) ist die Rabi-Frequenz der Atome, die den Laserstrahl durchqueren, ortsabhängig (Abb. 4.4).

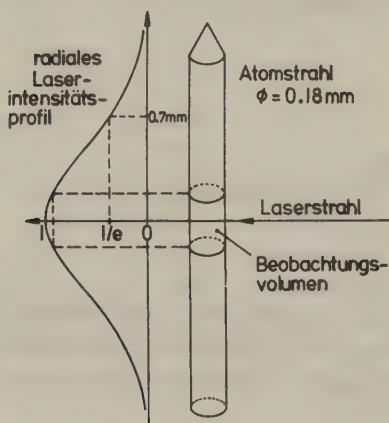


Abb. 4.4: Detailansicht der Wechselwirkungszone, wo Laser- und Atomstrahl sich kreuzen. Innerhalb des Beobachtungsvolumens ist die Laserintensität praktisch konstant.

Eine simultane Beobachtung aller Atome, die gerade den Laserstrahl durchqueren, ergibt keine einheitliche Rabi-Frequenz. Das optische System (Abb. 4.2, rechter Teil, oben) sorgt nun dafür, daß diese Überlagerung durch eine geeignete Wahl des Beobachtungsvolumens verhindert wird.

Eine Linse L_1 entwirft auf einer Blende B von 1 mm Durchmesser ein dreifach vergrößertes Bild des leuchtenden Atomstrahls. Durch die Blende wird nur der Teil der Fluoreszenz durchgelas-

sen, der aus der Mitte der Wechselwirkungszone kommt. Dort ist jedoch die radiale Intensitätsvariation kleiner als 5 %, d.h. die Rabifrequenz ist jetzt über das ganze Beobachtungsvolumen praktisch konstant, so daß keine Ausschmierung der Rabifrequenz auftreten kann.

Das ausgeblendete Zwischenbild wird nun über einen 50 %-Strahlteiler mittels der Linsen L_2 und L_2 auf die Kathoden der Photomultiplier PM 1 und PM 2 abgebildet. Beide Multiplier arbeiten als Photonen-zähler. Ihre Pulse werden dann in der Nachweiselektronik weiterverarbeitet.

4.4.3 Präparation eines 2-Niveau-Systems

Wie in 3.8 diskutiert, werden die Korrelationsexperimente am $F=2 - F'=3$ Hyperfeinstrukturübergang des Natriums gemacht. Die beteiligten Hfs-Niveaus sind jedoch bezüglich der magnetischen Quantenzahlen entartet, so daß von Natur aus kein 2-Niveau-System vorliegt, wie es die Theorie der Resonanzfluoreszenz voraussetzt.

Durch optisches Pumpen [61] läßt sich jedoch ein echtes 2-Niveau-System herstellen (Abb. 4.5). Regt man den $F=2 - F'=3$ Übergang mit zirkular polarisiertem Licht (σ^+ -Licht) an, so gilt für die Absorption von jedem Zustand $|F, m\rangle$ aus: $\Delta m = +1$. Für die spontane Emission gilt diese Bedingung dagegen nicht. Die angeregten Zustände zerfallen statistisch, wobei die Übergangswahrscheinlichkeiten durch die Matrixelemente $\langle e | d | g \rangle$ des Dipoloperators bestimmt werden. Man sieht, daß nach vielen Anregungen alle Atome im Zustand $F=2, m_F=2$ sind. Von dort ist nur noch die Anregung nach $F'=3, m_{F'}=3$ erlaubt. Andererseits kann dieser angeregte Zustand nur nach $F=2, m_F=2$ zerfallen, so daß ein echtes 2-Niveau-System vorliegt.

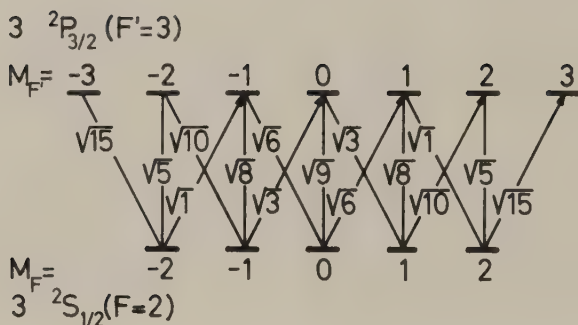


Abb. 4.5: Optisches Pumpen des Übergangs $F=2 - F'=3$ der Na-Hyperfeinstruktur. Durch sukzessive Anregung mit σ^+ -Licht werden alle Atome in den Zustand $F=2, m_F=2$ gepumpt.

Experimentell wird das optische Pumpen so durchgeführt, daß der Laserstrahl aufgeteilt wird in Pump- und Meßstrahl (Abb. 4.6). Mit einer planparallelen Glasplatte wird der Laserstrahl in zwei parallele Strahlen aufgeteilt: 80 % der Laserleistung bleiben im Pumpstrahl, 5 % im Meßstrahl, 10 % werden reflektiert.

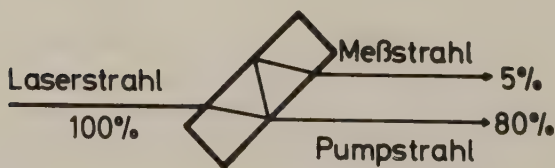


Abb. 4.6: Aufspalten des Laserstrahls in starken Pump- und schwachen Teststrahl für die Korrelationsexperimente bei niedriger Laserintensität.

Die Atome fliegen zuerst durch den Pumpstrahl und werden dort alle in den $F=2$, $m_F=2$ Grundzustand gepumpt, so daß beim Eintritt der Atome in den Meßstrahl ein echtes 2-Niveau-System vorliegt. Dieses Verfahren wurde bei allen Messungen mit niedriger Laserintensität ($P_{\text{Laser}} < 1 \text{ mW}$) angewandt.

Bei höherer Laserintensität wurde auf den Pumpstrahl verzichtet. Hier dient die Flugstrecke vom Eintreten des Atoms in den Laserstrahl bis zum Erreichen des Beobachtungsvolumens (vgl. Abb. 4.4) zum optischen Pumpen. Wegen der hohen Laserintensität ist dieses Verfahren völlig ausreichend.

4.4.4 Die Nachweiselektronik

Aufgabe der Nachweiselektronik (Abb. 4.2, rechter Teil, unten) ist es, die Korrelation des Fluoreszenzlichts zu messen. Die Multiplierpulse werden zunächst verstärkt und diskriminiert, um störendes Untergrundrauschen zu unterdrücken. Die Ausgangspulse der Diskriminatoren ($-1,5 \text{ V}$, 50 ns) gehen auf den Start- und Stopeingang eines Zeit-Amplituden-Konverters (TAC). Dessen Ausgangspulse haben nun eine Amplitude, die der Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppuls proportional ist. Sortiert man nun über eine längere Zeit die TAC-Pulse in einem Vielkanalanalysator nach ihrer Höhe, so erhält man ein genaues Bild darüber, wie wahrscheinlich eine bestimmte Zeitdifferenz ist. Das wird nun aber genau durch die Intensitätskorrelationsfunktion beschrieben.

Abb. 4.2 zeigt zwischen Diskriminator und Stop-Eingang eine zusätzliche Verzögerungsleitung. Diese hat folgenden Sinn: Der TAC kann nur Zeitdifferenzen verarbeiten, die größer als 7 ns sind. Kleinere Differenzen werden einheitlich als 7 ns dargestellt. Verzögert man nun das Stoppsignal um mehr als 7 ns , so kann der TAC auch für Zeitdifferenzen bis zu 0 ns benutzt werden.

Für die Messungen wurde die Verzögerung meist auf 40 ns eingestellt. Dies hat zur Folge, daß bei der Korrelationsfunktion auch "negative" Zeiten auftreten, was eine Folge der Unsicherheit ist, ob ein Photon mit dem Start- oder Stopmultiplier nachgewiesen wird. Die beobachtete Funktion ist deshalb symmetrisch in der Zeit.

5 Messungen

5.1 Tests

Die Anforderungen, die an die Apparaturen für eine Korrelationsmessung gestellt werden, sind extrem hoch. So mußte z.B. der Laser bei einzelnen Messungen bis zu 30 Stunden mit einer Genauigkeit von 1MHz ($\Delta\nu/\nu = 2 \cdot 10^{-9}$) stabilisiert werden. Gleichzeitig mußte die Korrelationsapparatur auf Oszillationen im Nanosekundenbereich ansprechen. Deshalb wurden alle Komponenten gründlich getestet, um sicherzustellen, daß sie diesen hohen Anforderungen genügen. Ein erster Test bestand darin, daß die Hyperfeinstruktur der D_2 -Linie des Natriums aufgenommen wurde. Weitere Tests untersuchten die Zeitauflösung der Korrelationsapparatur.

5.1.1 Test des Lasers und der Stabilisierung

Zum Test des Farbstofflasers und der Frequenzstabilisierung wurde ein Teil des Hyperfeinstrukturspektrums des Natriums aufgenommen. Dazu wurde der Laser stark abgeschwächt, um Leistungsverbreiterung und optisches Pumpen zu vermeiden. Am Meßatomstrahl wurde die Fluoreszenz der Übergänge $F=2 - F'=2$ und $F=2 - F'=3$ beobachtet. Dazu wurde die Fluoreszenzintensität als Funktion des Gleichstromanteils durch die Helmholtzspulen des Referenzatomstrahls aufgezeichnet.

Dieser Gleichstrom ist proportional zum magnetischen Gleichfeld und nach Gl. (4.1) proportional zur Änderung der Übergangs- und somit der Laserfrequenz. Andererseits ist der Ph-Strom proportional zur Fluoreszenzintensität. Das Ergebnis der Messung zeigt Abb. 5.1. Aus dem bekannten Abstand beider Linien von 56,9 MHz ergibt sich eine Linienbreite des Übergangs $F=2 - F'=3$ von 10,5 MHz. Berücksichtigt man die natür-

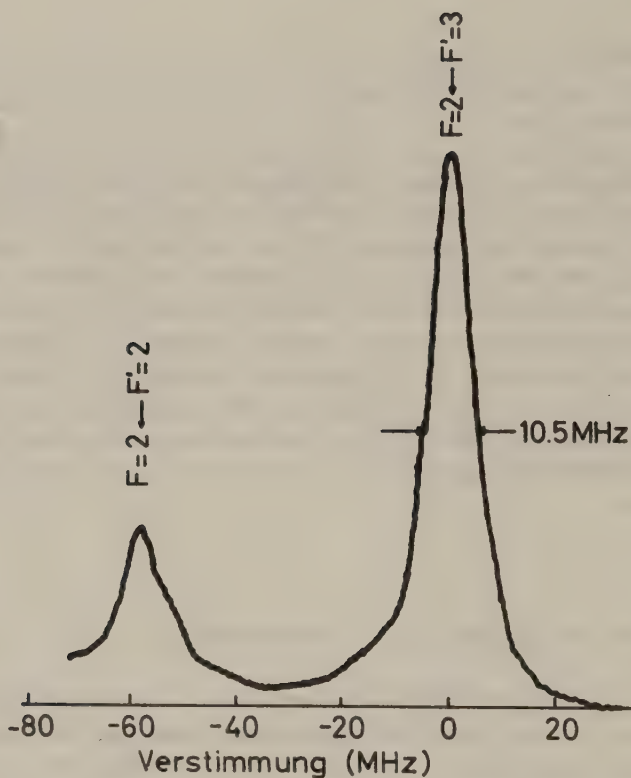


Abb. 5.1: Teil der Hyperfeinstruktur der Na D₂-Linie mit den Übergängen $F=2 - F'=2$ und $F=2 - F'=3$.

liche Breite dieses Übergangs von 9,6 MHz, so ist dieses Ergebnis konsistent mit der Rest-Dopplerbreite von 0,8 MHz sowie der Laserbreite von 1 MHz.

5.1.2 Test der Elektronik

Zum Test der Elektronik auf systematische Fehler, die sich in einer Korrelationsmessung z.B. als zusätzliche Oszillationen der Korrelationsfunktion zeigen können, wurde der leuchtende Atomstrahl durch eine Glühlampe ersetzt. Deren Helligkeit wurde soweit reduziert, daß die Zählraten der Photomultiplier ähnlich hoch waren wie bei den Korrelationsexperimenten. Die Glühbirne kann als ein System von unabhängigen Strahlern betrachtet werden, die unter einem großen Raumwinkel beobachtet werden. Unter diesen speziellen Bedingungen erwartet man keine korrelierten Photonen. Man sieht sie nach dem in 3.6 Gesagten nur, wenn man die Beobachtungzone auf eine Fresnelzone begrenzt. Die gemessene Korrelationsfunktion muß deshalb eine Gerade mit der Steigung Null ergeben. Das Ergebnis der Messung zeigt Abb. 5.2.

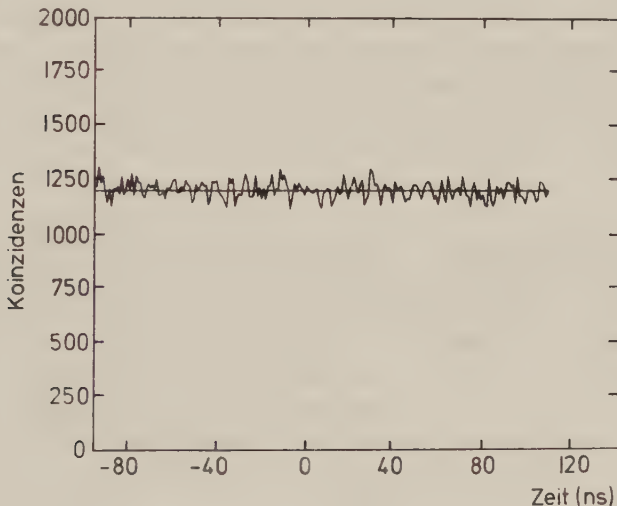


Abb.5.2: Test der Elektronik auf systematische Fehler. Für unkorrelierte Photonen ergibt sich innerhalb der statistischen Genauigkeit eine Gerade mit der Steigung Null.

Abweichungen von einer Geraden weisen auf systematische Fehler im Nachweissystem hin, Abweichungen von der Steigung Null auf den sogenannten Pile-up-Effekt: Bei zu hohen Zählraten sind die mittleren Abstände der Photonen so klein, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für zwei Photonen mit relativ großem Zeitabstand reduziert wird. In Abb. 5.2 sieht man, daß innerhalb der statistischen Genauigkeit eine Gerade mit der Steigung Null gemessen wird, d. h. es liegen keinerlei systematische Fehler vor.

Zum Test der Zeitauflösung der Korrelationsapparatur wurde die Intensitätskorrelation von zwei Lasermodes gemessen, die eine Frequenzdifferenz von 250 MHz hatten. Den Aufbau zeigt Abb. 5.3.

Das Licht eines single mode HeNe-Lasers wurde durch einen akustooptischen Modulator geschickt, der durch einen kontinuierlichen HF-Oszillator angetrieben wurde und am Ausgang zwei parallele Strahlen lieferte: als nullte Ordnung einen Teil der Intensität des einfallenden Laserstrahls und als erste Ordnung die restliche Intensität, allerdings um die Frequenz ω_1 des HF-Oszillators verschoben.

Beide Strahlen wurden mittels einer planparallelen Glasplatte kollinear gemacht, durch Wahl einer geeigneten HF-Leistung auf gleiche Intensität gebracht und an einer Papieroberfläche diffus gestreut. Gemessen wurde die Intensitätskorrelationsfunktion des Streulichts. Dazu war es notwendig, die Beobachtung auf eine Fresnelzone zu beschränken (vgl. Abschn. 3.6). Zu diesem Zweck wurde unmittelbar hinter dem Papier eine Blende von 0,15 mm angebracht. Aus der Korrelationsapparatur

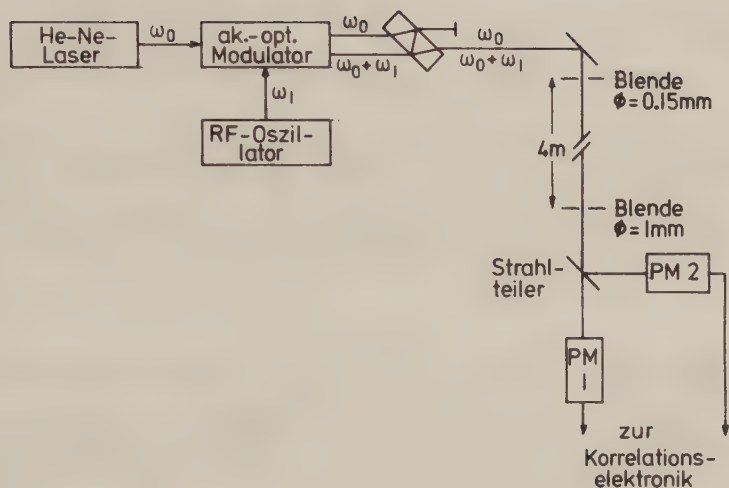


Abb. 5.3: Experimenteller Aufbau zum Test der Zeitauflösung. Kernstück ist der akustooptische Modulator, der aus der Laserfrequenz ω_0 die Frequenzen ω_0 und $\omega_0 + \omega_1$ erzeugt.

wurden alle Linsen entfernt, so daß nur noch die 1 mm-Blende und der Strahlteiler übrigblieben. Bei einem Abstand beider Blenden von 4 m war jetzt gewährleistet, daß tatsächlich nur eine Fresnelzone beobachtet wurde.

Für zwei Felder $E_1 = a_1 e^{i\omega_1 t}$ und $E_2 = a_2 e^{i\omega_2 t}$ ergibt eine einfache Rechnung:

$$\begin{aligned}
 G^{(2)}(\tau) &= \langle I(t) I(t+\tau) \rangle \\
 &= (A_1 + A_2)^2 + 2 A_1 A_2 \cos \Delta\omega \tau
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

wobei $A_1 = |a_1|^2$, $A_2 = |a_2|^2$ und $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$

Speziell für $A_1 = A_2$, wie im obigen Fall, ergibt sich

$$G^{(2)}(\tau) \sim (2 + \cos \Delta\omega\tau) \quad (5.2)$$

d. h. die Amplitude der Oszillation ist doppelt so groß wie der Untergrund. Dieses war weder bei $\Delta\omega/2\pi = 250$ MHz noch bei $\Delta\omega/2\pi = 150$ MHz der Fall, wie Abb. 5.4 zeigt, jedoch legen beide Messungen nahe, daß dies auf die endliche Zeitauflösung der Korrelationsapparatur zurückzuführen ist.

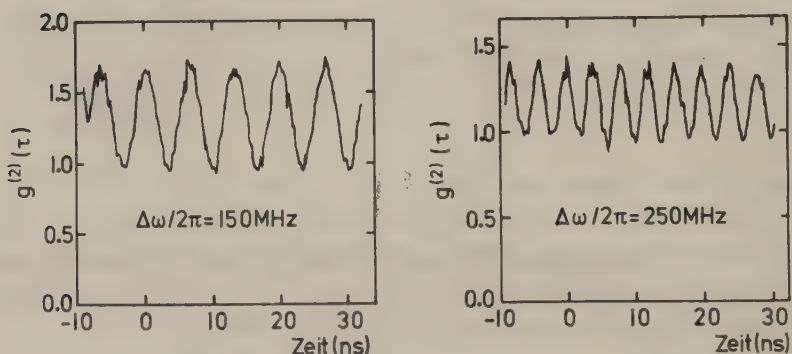


Abb. 5.4: Intensitätskorrelationsfunktion zweier Lasermodes mit Frequenzabstand von 150 MHz (links) bzw. 250 MHz (rechts). Die Abnahme der Oszillationsamplitude mit höherer Frequenz ist eine Folge der endlichen Zeitauflösung der Korrelationsapparatur.

Nimmt man eine Gaußsche Responsefunktion an mit der Form

$$f(t-\tau) \sim \exp\left\{-\frac{(t-\tau)^2}{T}\sqrt{\ln 2}\right\} \quad (5.3)$$

so erhält man für das beobachtete $g^{(2)}(\tau)$

$$g^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt G^{(2)}(t) f(t-\tau) \quad (5.4)$$

$$= 2 + \cos \Delta\omega\tau \exp\{-(\Delta\omega\Gamma/2\sqrt{\ln 2})^2\}$$

d. h. die Amplitude der Oszillation wird um den Faktor

$$R(\Delta\omega, \Gamma) = \exp\{-(\Delta\omega\Gamma/2\sqrt{\ln 2})^2\} \quad (5.5)$$

reduziert.

Aus beiden Messungen ergibt sich eine Zeitauflösung von $2\Gamma = 1,85$ ns. Dieser Wert ist die totale Zeitauflösung der gesamten Korrelationsapparatur.

Fordert man, daß die Effekte der endlichen Zeitauflösung höchstens 20 % ausmachen, also $R(\Delta\omega, \Gamma) > 0,8$, so ergibt sich eine Grenzfrequenz von 100 MHz, läßt man 50 % zu, so erhöht diese auf 200 MHz. Aus diesen Zahlen sieht man, daß diese Effekte bei den folgenden Korrelationsmessungen praktisch keine Rolle spielen.

Ein weiterer Test der Korrelationsapparatur bestand darin, die Intensitätskorrelation des an einer rotierenden Mattscheibe gestreuten Lichts eines single mode He/Ne-Lasers zu messen. Durch diesen Aufbau wurde eine Lichtquelle mit annähernd Lorentz scher Frequenzverteilung simuliert /62/. Durch die Streuung an der rauhen Oberfläche der Mattscheibe wurde die Kohärenzzeit des gestreuten Laserlichts auf einen Wert τ_c reduziert, der durch den Ausdruck

$$\tau_c = \frac{\text{Korngröße der Mattscheibe}}{\text{Geschwindigkeit der Mattscheibe}}$$

gegeben ist. Man erwartet also, daß die Kohärenzzeit des gestreuten Laserlichts mit zunehmender Drehschwindigkeit der Scheibe abnimmt.

Unter den gegebenen experimentellen Bedingungen kann die oben beschriebene Streulichtquelle als ein System von unabhängigen Strahlern betrachtet werden. Beobachtet man sie unter einem kleinen Raumwinkel, so daß die Beobachtungszone nur eine Kohärenzfläche umfaßt, so kann man erwarten, das Bunching der Photonen zu sehen (vgl. Abschn. 3.6). Für die normierte Korrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ gilt dann:

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \quad (5.5a)$$

Man erwartet deshalb einen Abfall von $g^{(2)}(0)=2$ auf $g^{(2)}(\tau)=1$ für $\tau \gg \tau_0$.

Das Ergebnis der Messung zeigt Abb. 5.5. Man sieht deutlich, daß mit zunehmender Drehzahl der Scheibe die Kohärenzzeit des gestreuten Lichts abnimmt.

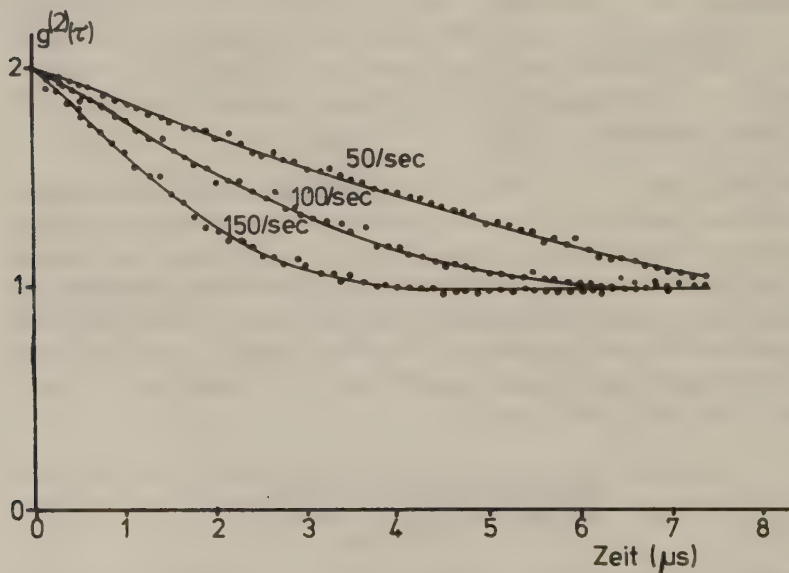


Abb. 5.5: Intensitätskorrelationsfunktion des an einer rotierenden Mattscheibe gestreuten Lichts eines single mode He/Ne-Lasers bei verschiedenen Drehzahlen der Mattscheibe.

5.2 Korrelationsmessungen

Im Folgenden wird auf die verschiedenen Korrelationsmessungen eingegangen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Da es Ziel dieser Korrelationsmessungen ist, die Theorie der Resonanzfluoreszenz zu testen, sollen zunächst noch einmal kurz die wesentlichen Aussagen zusammengefaßt werden. Für Details sei auf Kapitel 3 verwiesen.

5.2.1 Zusammenfassung der Theorie

Für die Beobachtung der Korrelationsfunktion 2. Ordnung gilt

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{1}{(1+\delta_1)(1+\delta_2)} \frac{g_A^{(2)}(\tau)}{\bar{N}} \quad (5.6)$$

Dabei sind δ_1 und δ_2 die inversen Signal/Rausch-Verhältnisse der Photomultiplier 1 und 2, $\bar{N}$ ist die mittlere Atomzahl, und $g_A^{(2)}(\tau)$ ist die Intensitätskorrelationsfunktion für ein einzelnes Atom.

Es existiert eine Schwelle für den dynamischen Stark-Effekt und damit für Rabi-Oszillationen, die durch die Bedingung

$$\Omega^2 = \left(\frac{2dE}{\hbar}\right)^2 + \Delta^2 - \left(\frac{\gamma}{4}\right)^2 \quad (5.7)$$

gegeben ist. Für $\Omega^2 > 0$ werden Rabi-Oszillationen erwartet. $g_A^{(2)}(\tau)$ hat dann die Form

$$g_A^{(2)}(\tau) = 1 - \left(\cos\Omega\tau + \frac{3\gamma/4}{\Omega} \sin\Omega\tau\right) e^{-3\gamma\tau/4} \quad (5.8)$$

Unterhalb der Schwelle ergibt sich im Grenzfall $E \rightarrow 0$

$$g_A^{(2)}(\tau) = (1 - e^{-\gamma\tau/2})^2 \quad (5.9)$$

Berücksichtigt man die endliche Beobachtungszeit der Atome, so muß $g^{(2)}(\tau)$ modifiziert werden:

$$g_A^{(2)}(\tau) + g^{(2)}(\tau) = g_A^{(2)}(\tau) \xi(\tau) \quad (5.10)$$

wobei $\xi(\tau)$ eine monoton abnehmende Funktion ist mit

$$\xi(0) = 1 \quad \text{und} \quad \xi(\tau) \rightarrow 0 \quad \text{für} \quad \gamma\tau \gg 1 \quad (5.11)$$

Somit ergeben sich folgende Möglichkeiten für Experimente:

1. Bei resonanter Anregung ($\Delta=0$) ist $\Omega=\Omega(E)$. Man erwartet einen Zusammenhang $\Omega \sim P^{1/2}$, wenn die Laserleistung P bei konstanter Strahlgeometrie variiert wird.
2. Bei konstantem Feld E ist $\Omega=\Omega(\Delta)$. - Bei konstanter Laserleistung wird die Laserfrequenz verändert. Man erwartet einen Zusammenhang nach Gl. (5.7).
3. Bei konstanter Laserleistung und resonanter Anregung wird die mittlere Atomzahl $\bar{N}$ variiert. Man erwartet eine Abnahme der Oszillationsamplitude mit wachsendem $\bar{N}$ nach Gl. (5.6).
4. Messung der Korrelationsfunktion für $E \rightarrow 0$. Dazu wird die Laserleistung bei resonanter Anregung soweit reduziert, daß in Gl. (5.7) $\Omega^2 < 0$. Man erwartet einen Kurvenverlauf nach Gl. (5.9).
5. Einfluß der endlichen Durchflugzeit durch das Beobachtungsvolumen. Man erwartet einen Effekt auf $g^{(2)}(\tau)$ wie in Abb. 3.4.

5.2.2 Numerische Auswertung der Korrelationsmessungen

Bevor im nächsten Abschnitt die Meßergebnisse präsentiert werden, soll hier noch kurz auf die Methode der Auswertung und die Genauigkeit der ermittelten Parameter eingegangen werden.

Die Meßergebnisse lagen vor als die Inhalte N_i der 256 Kanäle des Vielkanalanalysators. Für den relativen Fehler eines jeden Kanals gilt also

$$\Delta N_i / N_i = N_i^{1/2} \quad (5.12)$$

Für die folgen den Messungen liegen diese Werte zwischen 3 und 12 %. Die Kurvenanpassungen erfolgten nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Es wurden folgende Funktionen angepaßt:

Für hohe Intensität

$$a_1 + \frac{a_1}{a_3} \left(1 - (\cos a_5 t + \frac{0,75 a_4}{a_5} \sin a_5 t) e^{-3 a_4 t/4} \right) (1-t/550) \quad (5.13)$$

Für niedrige Intensität

$$a_1 + \frac{a_1}{a_3} (1 - e^{-a_4 t/2})^2 (1-t/550) \quad (5.14)$$

Die einzelnen Parameter:

- a_1 - Untergrund, zugleich Skalierungsfaktor
- a_2 - in t (in ns) enthalten: Nullpunkt der Zeitskala
- a_3 - $(1+\delta_1)(1+\delta_2) \bar{N}$ aus Gl. (5.6)
- a_4 - entspricht der Zerfallskonstante γ
- a_5 - entspricht der Rabifrequenz Ω

a_4 ist mit der Zerfallskonstante γ der Atome verknüpft, jedoch kann nicht erwartet werden, daß a_4^{-1} der Lebensdauer der Atome entspricht, da a_4 durch viele Faktoren beeinflusst wird, die zu einer Verteilung $p(\Omega)$ der Rabifrequenz führen, wie:

Amplitudenfluktuationen des Lasers
 inhomogene Bandbreite des Lasers
 Intensitätsverteilung im Beobachtungsvolumen
 Durchflugverbreiterung der Laserlinie.

Alle diese Faktoren führen zu einem schnelleren Abklingen der Rabi-Oszillationen der beobachteten Korrelationsfunktion.

Für niedrige Intensitäten (vgl. Gl. 5.9) treten keine Rabi-Oszillationen auf, so daß dort nur die Durchflugverbreiterung der Laserlinie zu berücksichtigen ist.

5.2.3 Einfluß der endlichen Beobachtungszeit

Um die Auswirkungen der endlichen Beobachtungszeit zu messen, wurde von folgender Überlegung ausgegangen: nach Gl. (5.8) ist für $\tau > 100$ ns $g_A^{(2)}(\tau) = 1$. Da man nach Gl. (5.10) aber immer nur $g_A^{(2)}(\tau) \xi(\tau)$ messen kann, reproduziert für $\tau > 100$ ns das Ergebnis einer Korrelationsmessung die Funktion $\xi(\tau)$. Deshalb wurde eine Messung durchgeführt, bei der Zeiten bis zu 700 ns erfaßt wurden. Das Ergebnis dieser Messung zeigt Abb. 5.6. Die ausgezogene Kurve ist die Funktion $\xi(\tau)$ aus Gl. (5.10). Man sieht, daß für $\tau > 100$ ns die Meßwerte gut getroffen werden, während für $\tau < 100$ ns Abweichungen durch die noch nicht abgeklungenen Rabi-Oszillationen auftreten.

Für $\tau < 400$ ns läßt sich $\xi(\tau)$ gut approximieren durch

$$\xi(\tau) = 1 - \tau/T \quad (5.15)$$

wobei $T=550$ ns. Diese Form ist konsistent mit den Ergebnissen aus 3.7 für eine Länge der Beobachtungsstrecke von 0,35 mm und eine Ofentemperatur von 200°C . Für die nachfolgenden Auswertungen wird deshalb dieser Verlauf von $\xi(\tau)$ bei allen Kurvenanpassungen verwendet.

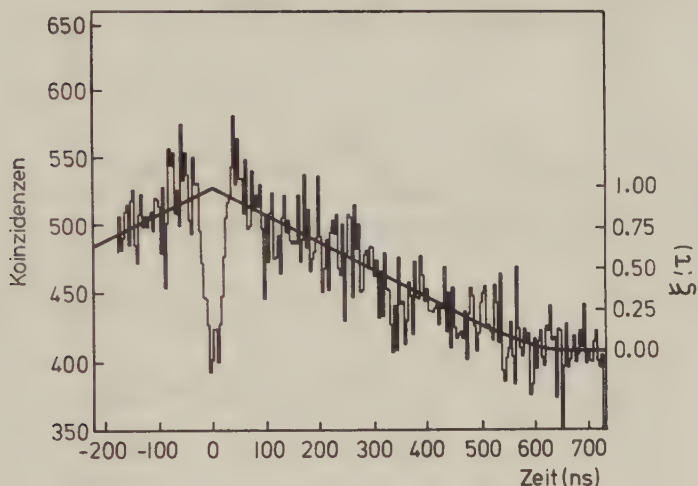


Abb. 5.6: Messung der Effekte der endlichen Durchflugzeit. Die ausgezogene Kurve ist die Funktion $\xi(\tau)$ aus 3.7

5.2.4 Abhängigkeit der Rabifrequenz von der Feldstärke E

Um die Abhängigkeit der Rabifrequenz von der Feldstärke am Ort des Atoms zu messen, wurden Messungen bei resonanter Anregung mit verschiedener Laserleistung gemacht. Die Strahlgeometrie blieb unverändert, so daß die Feldstärke stets proportional zur Wurzel aus der Laserleistung war. Dabei ergaben sich folgende Kurven (Abb. 5.7):

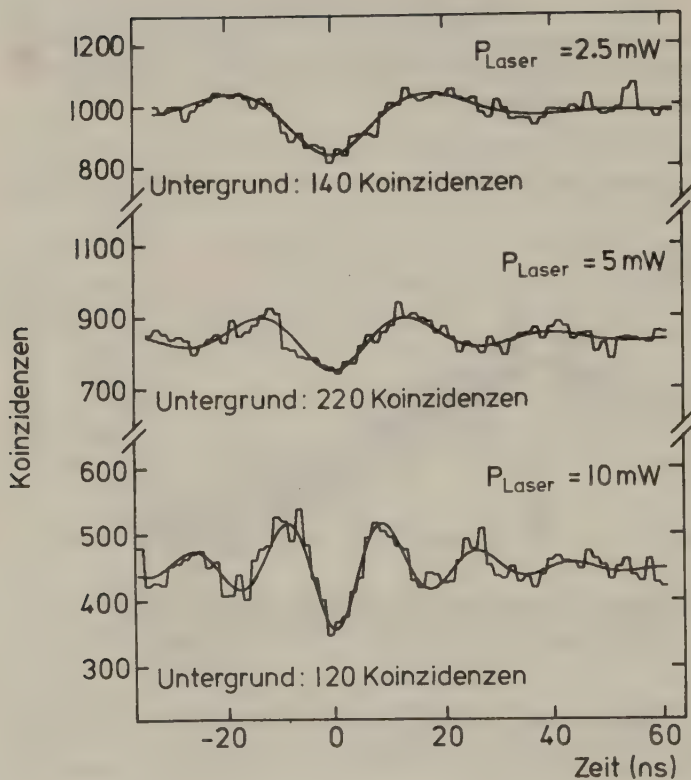


Abb. 5.7: Intensitätskorrelationsfunktion bei resonanter Anregung. Die Laserleistung nimmt von oben nach unten zu.

Man sieht qualitativ, daß die Rabi-Oszillationen mit zunehmender Laserleistung schneller werden. Das Ergebnis der Kurvenanpassungen zeigt Tabelle 1.

Tabelle 1

Experimentelle Daten		Parameter aus Kurvenanpassungen		
P_{Laser} (mW)	Signal/Rausch-Verhältnis Δ^{-1}	$\bar{N}$	$\tau = \gamma^{-1}$ (ns)	$\Omega/2\pi$ (MHz)
2.5	12.2	5(1)	12.4(2.4)	27.2(1.1)
5	6.0	5(1)	16.3(3.7)	37.5(1.3)
10	6.0	3(1)	13.5(2.3)	57.5(1.2)

In Abb. 5.8 sind die Meßergebnisse in doppelt logarithmischem Maßstab aufgetragen. Man erhält eine Gerade mit der Steigung 0,53, was in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert von 0,5 ist, der sich aus der Proportionalität $\Omega \sim P^{1/2}$ ergibt (vgl. Gl. (5.7)).

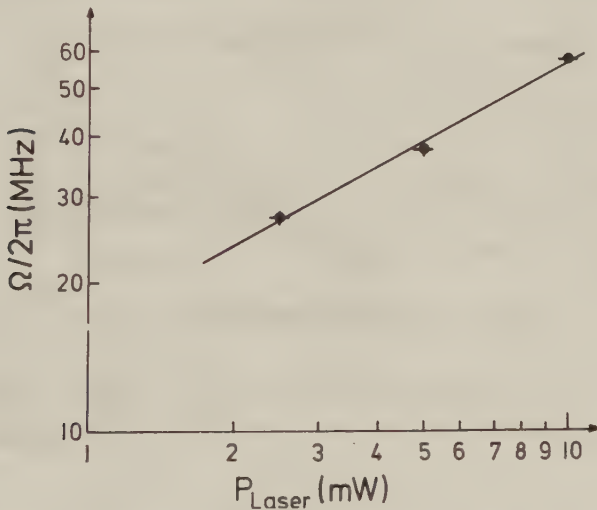


Abb. 5.8: Abhängigkeit der Rabi-Frequenz von der Laserleistung bei resonanter Anregung. Die Gerade der doppelt logarithmischen Darstellung hat eine Steigung von 0,53, entsprechend dem Zusammenhang $\Omega \sim P^{1/2}$.

5.2.5 Abhängigkeit der Rabifrequenz von der Verstimmung Δ

Um die Abhängigkeit der Rabifrequenz von der Verstimmung der Laserfrequenz gegenüber der Resonanzfrequenz zu messen, wurden bei konstanter Laserleistung Messungen mit und ohne Verstimmung durchgeführt. Zwei solche Messungen sind in Abb. 5.9 und 5.10 dargestellt.

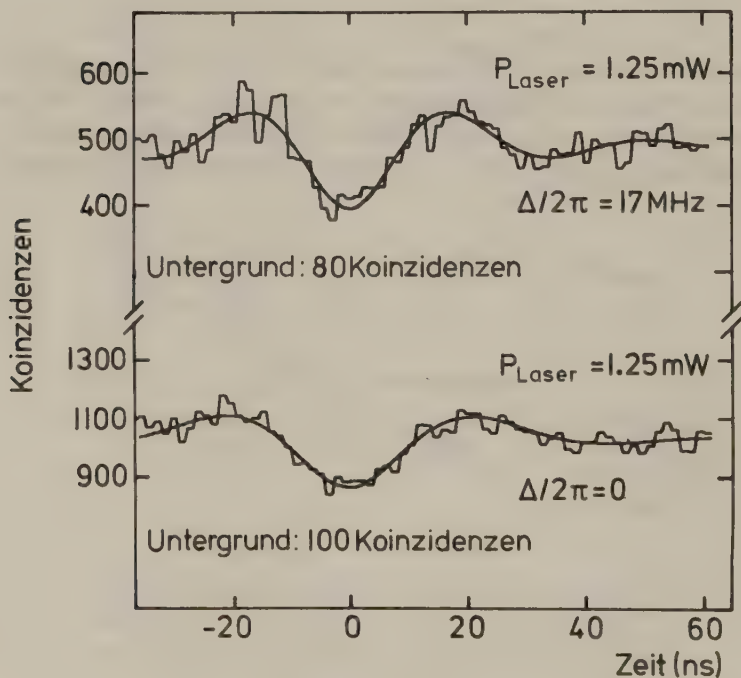


Abb. 5.9: Intensitätskorrelationsfunktion in Abhängigkeit von der Verstimmung Δ . Die Laserleistung beträgt jeweils 1,25 mW.

In Abb. 5.9 beträgt die Laserleistung jeweils 1,25 mW. Die untere Kurve ist mit resonanter Anregung ($\Delta=0$), die obere mit einer Verstimmung von $\Delta/2\pi = 17$ MHz aufgenommen. Man sieht, daß die Rabifrequenz bei nichtresonanter Anregung höher ist.

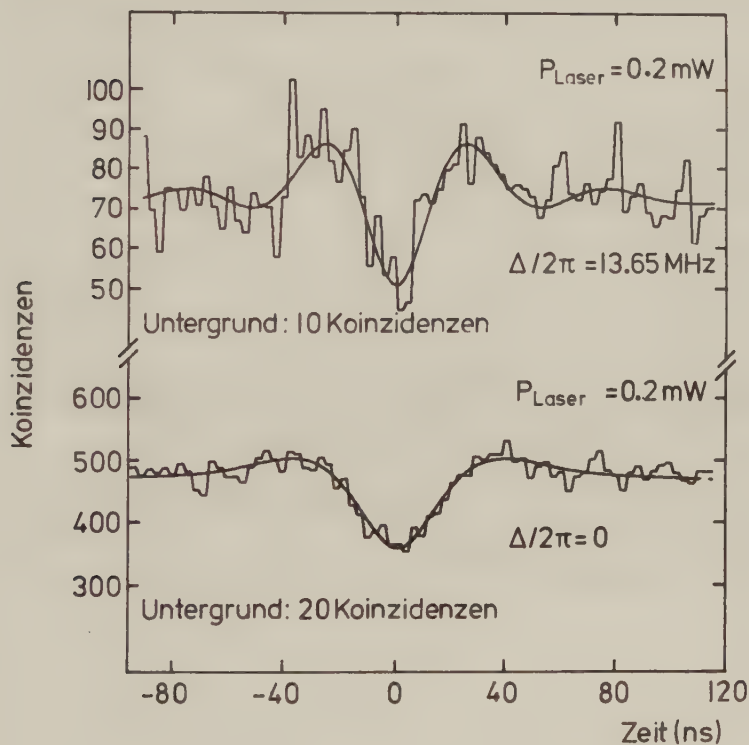


Abb. 5.10: Intensitätskorrelationsfunktion in Abhängigkeit von der Verstimmung Δ . Die Laserleistung beträgt jeweils 0,2 mW.

In Abb. 5.10 sieht man das gleiche für eine Laserleistung von 0,2 mW und Verstimmungen von 0 bzw. 13,65 MHz. Auch hier fällt die Zunahme der Rabifrequenz auf.

Tabelle 2 zeigt einen Vergleich zwischen Experiment und theoretischen Voraussagen. Dabei gilt $\Omega_{\text{theor}} = (\Omega_0^2 + \Delta^2)^{1/2}$. Dieses sollte mit Ω_{exp} verglichen werden. Man sieht, daß die Ergebnisse innerhalb ihrer Fehlergrenzen gut übereinstimmen.

Tabelle 2

Änderung der Rabifrequenz mit der Verstimmung Δ .

Experimentelle Daten		Parameter aus Kurvenanpassung		berechnete Parameter
P_{Laser} (mW)	$\Delta/2\pi$ (MHz)	$\Omega_0/2\pi$ (MHz)	$\Omega_{\text{exp}}/2\pi$ (MHz)	$\Omega_{\text{theor}}/2\pi$ (MHz)
1.25	0	23.4 (0.8)		
1.25	17 (2)		29.5 (0.9)	28.9 (1.8)
0.2	0	12.5 (0.7)		
0.2	13.7 (0.7)		19.4 (1.1)	18.6 (1.0)

5.2.6 Abhängigkeit der Korrelationsfunktion von der mittleren Atomzahl $\bar{N}$

Beobachtet man mehrere Atome gleichzeitig, so sind die von verschiedenen Atomen emittierten Photonen unkorreliert. Man erwartet, daß mit zunehmender Atomzahl die Oszillationen der Korrelationsfunktion weniger gut zu erkennen sind und für $\bar{N} \gg 1$ im unkorrelierten Untergrund verschwinden. Numerisch drückt sich das nach Gl. (5.6) vereinfacht so aus:

$$g^{(2)}(\tau) \approx 1 + \frac{1}{\bar{N}} g_A^{(2)}(\tau) \quad (5.12)$$

Um diese Aussage zu überprüfen, wurden Messungen bei verschiedenen Atomstrahldichten durchgeführt.

Bei den geringen Dichten der Natriumatome im Atomstrahl ($n \approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$) erwartet man einen streng linearen Zusammenhang zwischen den Zählraten der Photomultiplier und der mittleren Atomzahl. Abb. 5.11 zeigt das Ergebnis dieser Messungen. Man sieht, wie die Amplitude der Oszillationen mit wachsendem $\bar{N}$ abnimmt.

Abb. 5.12 zeigt den Zusammenhang zwischen den Zählraten der Photomultiplier und dem aus den Kurvenanpassungen gewonnenen Wert für $\bar{N}$. Man sieht, daß der lineare Zusammenhang zwischen Zählraten und mittlerer Atomzahl gegeben ist.

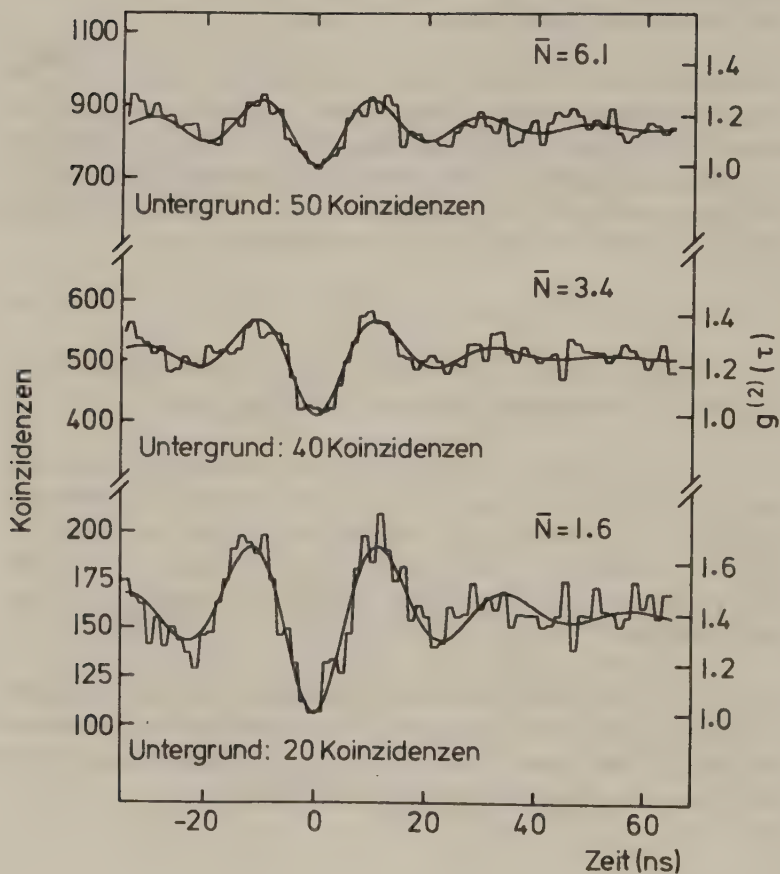


Abb. 5.11: Intensitätskorrelationsfunktion in Abhängigkeit von der mittleren Atomzahl. $\bar{N}$ nimmt von oben nach unten ab.

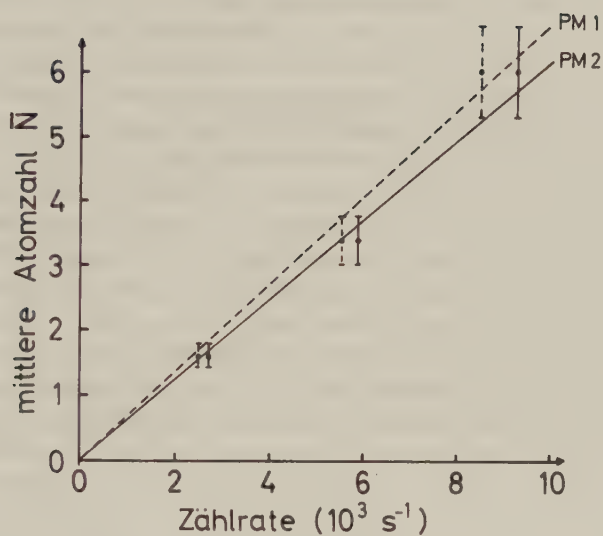


Abb. 5.12: Zusammenhang zwischen der mittleren Atomzahl $\bar{N}$ (aus Kurvenanpassung) und den Zählraten der Photomultiplier.

5.2.7 Die Korrelationsfunktion bei niedriger Laserintensität

Die Messung der Intensitätskorrelationsfunktion bei sehr niedriger Intensität der anregenden Laserstrahlung ist von besonderem Interesse, da hier die Breite der Frequenzverteilung des re-emittierten Lichts durch die Breite der anregenden Strahlung bestimmt wird. Bei monochromatischer Anregung ergibt sich die scharfe Linie, die Heitler /2/ berechnet hat.

Für hohe Intensitäten der anregenden Laserstrahlung dominiert die inelastische Streuung (Stark-Effekt). Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Atome im angeregten Zustand wird wesentlich durch Absorption und stimulierte Emission bestimmt, während die spontane Emission von geringerer Bedeutung ist. Das Spektrum weist das typische Stark-Triplett auf. Die Intensitätskorrelationsfunktion zeigt starke Rabi-Oszillationen. Der Anstieg der Korrelationsfunktion bei $\tau=0$ wird durch die Rabifrequenz bestimmt.

Anders hingegen ist die Situation im Fall extrem niedriger Intensität der anregenden Laserstrahlung. Der dominierende Prozeß ist die elastische Streuung, d. h. die spektrale Verteilung der Fluoreszenz bei monochromatischer Anregung wird, wie oben erwähnt, durch die Bandbreite des anregenden Lichts bestimmt. Die spontane Emission bestimmt die Form der Intensitätskorrelationsfunktion. Es treten keine Rabi-Oszillationen auf. Der Anstieg bei $\tau=0$ ist nur noch durch die Lebensdauer des angeregten Zustands bestimmt.

Mathematisch drückt sich der oben geschilderte Sachverhalt so aus, daß eine Schwelle für den dynamischen Stark-Effekt existiert, die durch den Ausdruck

$$\Omega^2 = \left(\frac{2aE}{\hbar}\right)^2 - \left(\frac{\gamma}{4}\right)^2 = 0 \quad (5.17)$$

gegeben ist. Für $\Omega^2 > 0$ dominiert die inelastische Streuung (Stark-Effekt), während für $\Omega^2 < 0$ die elastische Streuung vorherrscht.

Die Korrelationsfunktion 2. Ordnung weist einen stetigen Übergang von $\Omega^2 > 0$ nach $\Omega^2 < 0$ auf, d.h. die Kurvenform nähert sich stetig der Funktion $(1 - \exp(-\gamma\tau/2))^2$ für $E \rightarrow 0$. (vgl. Abb. 3.2).

Für die Messung wurde die Laserintensität so stark abgeschwächt, daß die Bedingung $\Omega^2 < 0$ sicher erfüllt war. Das Ergebnis der Messung zeigt Abb. 5.13. Wegen der endlichen Laserintensität konnte der Grenzwert nicht erreicht werden, so daß ein schnellerer Anstieg der Kurve zu erwarten ist. Dieser drückt sich aus in einem etwas kleineren Wert von $\tau_0 = \gamma^{-1}$. Die Kurvenanpassung ergab $\tau_0 = 16.0 \pm 4.0$ ns.

Ein weiterer Effekt, der in die gleiche Richtung wirkt, ist durch die spektrale Breite des anregenden Lichtes gegeben, wie er von Wodkiewicz /44/ diskutiert wird. Im Falle niedriger Intensität der anregenden Laserstrahlung erhielt er für die Intensitätskorrelationsfunktion

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + e^{-\gamma\tau} \frac{1+2\Gamma/\gamma}{1-2\Gamma/\gamma} - 2 \frac{e^{-\gamma\tau/2-\Gamma\tau}}{1-2\Gamma/\gamma} \quad (5.18)$$

Neben der in 4.2 diskutierten homogenen Linienbreite des Lasers von 10 kHz kommt als weiterer Beitrag die Durchflugsverbreiterung in Betracht, die durch die endliche Dauer der Wechselwirkung zwischen Atom und Laserstrahl verursacht wird. Bei einer Breite des Laserstrahls von 1,4 mm und einer mittleren Geschwindigkeit der Atome von 800 m/s ergibt sich eine Verbreiterung von 100 kHz, was klein ist gegen die Breite des Übergangs von 9,6 MHz. In der Nomenklatur von /44/ ergibt sich $\Gamma/\gamma = 10^{-2}$. Dieses ist auch der Wert, der sich aus einer Anpassung der experimentellen Daten an die Funktion (5.18) ergibt.

Daraus folgt, daß der Einfluß der spektralen Breite des anregenden Lichtes auf das Ergebnis dieser Messung äußerst gering ist.

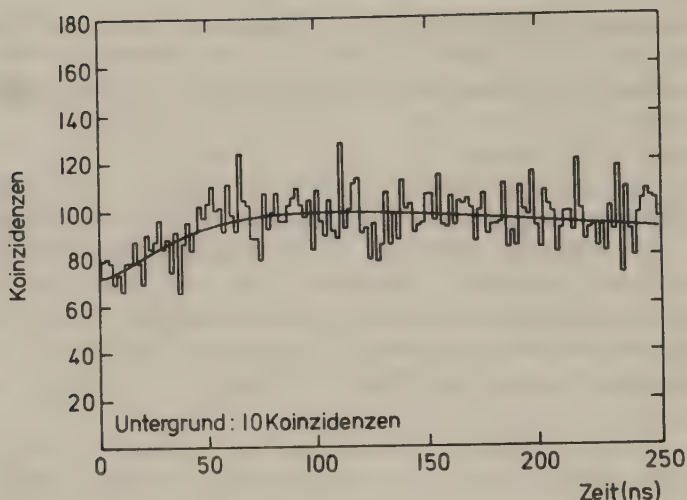


Abb. 5.13: Intensitätskorrelationsfunktion bei niedriger Laserleistung. Keine Rabi-Oszillationen mehr. Die Kurve nähert sich dem Grenzwert $(1 - e^{-\gamma\tau/2})^2$. Deutlich ist der Einfluß der endlichen Beobachtungszeit für $\tau > 100$ ns zu sehen.

Villaeys /63/ berechnete in einem kürzlich erschienen Artikel die Intensitätskorrelationsfunktion im Grenzwert schwacher Anregung und endlicher Bandbreite des anregenden Lichts. Für $g^{(2)}(\tau)$ erhielt er zusätzliche Terme, die auf den Bosonencharakter der Photonen zurückzuführen sind und die zu einem geringfügigen zusätzlichen Abfall der Korrelationsfunktion für große Zeiten ($\tau \gg \tau_0$) führen.

Aufgrund der kleinen Bandbreite des verwendeten Laserlichts ($\Gamma/\gamma = 10^{-2}$) ist dieser Effekt klein und darüberhinaus von den Effekten der endlichen Beobachtungszeit (vgl. Abschn. 5.2.3) nicht zu unterscheiden.

b Schlußbemerkung

Während der Durchführung dieser Arbeit wurde von Cohen-Tannoudji und Mitarbeitern /64/ ein neuartiges Korrelations-experiment zur Resonanzfluoreszenz durchgeführt. Im Gegensatz zu allen bisherigen Experimenten, die entweder spektral oder zeitlich aufgelöst durchgeführt wurden, also sich entweder mit dem Spektrum oder mit der Intensitätskorrelationsfunktion befaßten, wurde in diesem Experiment die Korrelation von Photonen, die bei den Wellenlängen verschiedener Seitenbänder des Stark-Tripletts beobachtet wurden, gemessen (vgl. Abb. 3.1).

Ein Strontium-Atomstrahl wurde durch eine nichtresonante Laserlinie angeregt. Die Verstimmung betrug 2,8 nm. Dadurch war die Aufspaltung des Stark-Tripletts so groß, daß die einzelnen Komponenten durch optische Filter getrennt werden konnten. Es konnte gezeigt werden, daß diese Photonen in einer wohldefinierten Reihenfolge emittiert wurden. Diese Reihenfolge ist eine Konsequenz der Beschreibung der Resonanzfluoreszenz im "Dressed Atom"-Modell, so daß durch dieses Experiment die Vorstellung, von der die Theorie ausgeht, erneut bestätigt werden konnte.

Abschließend kann gesagt werden, daß die neuen Untersuchungsmöglichkeiten, die sich durch die Laseranregung ergeben haben, zu einer weitgehenden Klärung der Vorgänge bei der Resonanzfluoreszenz beigetragen haben. Nach den hier beschriebenen Korrelationsexperimenten und den Experimenten zur Frequenzverteilung kann man alle Phänomene der Resonanzfluoreszenz als weitgehend geklärt ansehen. Die theoretische Behandlung, die von Mollow und anderen entwickelt worden ist, beschreibt alle Experimente zu Resonanzfluoreszenz sehr gut.

7 Literaturverzeichnis

- /1/ R.J. Glauber, Phys. Rev. 130, 2529 (1963)
- /2/ W. Heitler, "Quantum Theory of Radiation", 3. Ausg.
Oxford Univ. Press (1964)
- /3/ H.M. Gibbs u. T.N.C. Venkatesan,
Opt. Commun. 17, 87 (1976)
- /4/ W. Hartig et al., Z. Physik A 278, 205 (1976)
- /5/ P.A. Apanasevich, Optics and Spectroscopy 16, 387 (1964)
- /6/ P.A. Apanasevich, Optics and Spectroscopy 14, 324 (1963)
- /7/ M.C. Newstein, Phys. Rev. 167, 89 (1968)
- /8/ B.R. Mollow, Phys. Rev. 188, 1969 (1969)
- /9/ C.R. Stroud jr., Phys. Rev. A 3, 1044 (1971)
- /10/ B.R. Mollow, Phys. Rev. A 12, 1919 (1975)
- /11/ C.R. Stroud jr. u. E.J. Jaynes, Phys. Rev. A 1, 106 (1970)
- /12/ C. Cohen-Tannoudji in "Proc. 2nd Intern. Laser Spectro-
scopy Conference, Megeve, France 1975"; Hrsg. S. Haroche
et al., Springer (1975)
- /13/ C. Cohen-Tannoudji in "Frontiers of Laser Spectroscopy";
Hrsg. R. Balian et al., North-Holland (1977)
- /14/ G. Oliver et al., Lett. Nuovo Cim. 2, 777 (1971)
- /15/ M. Lax, Phys. Rev. 157, 213 (1967)
- /16/ H.J. Carmichael u. D.F. Walls, J. Phys. B 8, L77 (1975)
- /17/ H.J. Carmichael u. D.F. Walls, J. Phys. B 9, 1199 (1976)
- /18/ S.S. Hassan u. R.K. Bullough, J. Phys. B 8, L147 (1975)
- /19/ H.J. Kimble u. L. Mandel, Phys. Rev. A 13, 2123 (1976)
- /20/ K. Wodkiewicz u. J.H. Eberly,
Ann. Phys. (N.Y.) 101, 514 (1976)
- /21/ B. Renaud et al.; J. Phys. B 9, L19 (1976)
- /22/ B. Renaud et al., J. Phys. B 10, 19 (1977)
- /23/ J.R. Ackerhalt, Phys. Rev. A 17, 471 (1978)
- /24/ M.E. Smithers u. H.S. Freedhoff, J. Phys. B 8, L209 (1975)

- /25/ S. Swain, J. Phys. B 8, L 437 (1975)
- /26/ R.J. Ballagh, Dissertation, Univ. of Colorado, USA (1978)
- /27/ J.P. Cresser, Dissertation, Univ. of Queensland,
Australien (1979)
- /28/ H.J. Carmichael u. D.F. Walls, J. Phys. B 9, L43 (1976)
- /29/ R. Hanbury Brown u. R.Q. Twiss, Nature 177, 27 (1956)
- /30/ R.J. Glauber, Phys. Rev. 131, 2766 (1963)
- /31/ H.J. Kimble et al., Phys. Rev. Lett. 39, 691 (1977)
- /32/ E. Jakeman et al., J. Phys. A 10, L257 (1977)
- /33/ H.J. Kimble et al., Phys. Rev. A 18, 201 (1978)
- /34/ H.J. Carmichael et al., J. Phys. A 11, L121 (1978)
- /35/ G.S. Agarwal, Phys. Rev. A 15, 2380 (1977)
- /36/ J.H. Eberly, Phys. Rev. Lett. 37, 1381 (1976)
- /37/ P. Avan u. C. Cohen-Tannoudji, J. Phys. B 10, 155 (1977)
- /38/ H.J. Kimble u. L. Mandel, Phys. Rev. A 15, 689 (1977)
- /39/ P. Zoller, J. Phys. B 10, L321 (1977)
- /40/ P.L. Knight et al., Phys. Rev. A 17, 1547 (1978)
- /41/ F. Schuda et al., J. Phys. B 1, L198 (1974)
- /42/ H. Walther in "Proc. 2nd Intern. Laser Spectroscopy
Conference, Megeve, France 1975; Hrsg. S. Haroche et al.,
Springer (1975)
- /43/ F.Y. Wu et al., Phys. Rev. Lett. 35, 1426 (1975)
- /44/ K. Wodkiewicz, in Vorbereitung
- /45/ B. Sobolewska, Opt. Commun. 19, 185 (1976)
- /46/ B. Sobolewska u. R. Sobolewski, Opt. Commun. 26, 211 (1978)
- /47/ R. Kornblith u. J.H. Eberly, J. Phys. B 11, 1545 (1978)
- /48/ C. Cohen-Tannoudji u. S. Reynaud, J. Phys. B 10, 345 (1977)
- /49/ H.C Torrey, Phys. Rev. 76, 1059 (1949)
- /50/ L. Allen u. J.H. Eberly, "Optical Resonance and Two-Level
Atoms", J. Wiley (1975)
- /51/ L.D. Landau u. E.M. Lifshitz, "The Classical Theory of
Fields", Pergamon (1962)
- /52/ M. Born u. E. Wolf, "Principles of Optics", Pergamon (1979)
- /53/ E. Jakeman in "Photon Correlation and Light Beating Spec-
troscopy"; H.Z. Cummins u. E.R. Pike Hrsg., Plenum (1974)

- /54/ N.F. Ramsey, "Molecular Beams", Oxford Univ. Press (1963)
- /55/ M. Steiner, Dissertation, Aachen (1978)
- /56/ R.L. Barger et al., Appl. Phys. Lett. 27, 31 (1975)
- /57/ H. Kogelnik, Proc. IEEE 54, 1312 (1966)
- /58/ H. Hartwig, Diplomarbeit, Köln (1973)
- /59/ H. Kogelnik et al., IEEE J. Quant. Electron. QE-8, 373 (1972)
- /60/ F. Kohlrausch, "Praktische Physik", Bd. 2, Teubner (1968)
- /61/ A. Kastler, J. Phys. Radium 11, 255 (1950)
- /62/ F.T. Arecchi et al., Phys. Lett. 20, 27 (1966)
- /63/ A. Villaeys, J. Phys. B 13, 1323 (1980)
- /64/ A. Aspect et al., in Vorbereitung

Herrn Prof. Dr. H. Walther danke ich dafür, daß er mir die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht und durch vielerlei Anregungen und Diskussionen zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat.

Bedanken möchte ich mich bei allen Lehrstuhlmitgliedern, insbesondere bei Herrn Dr. G. Leuchs, die mir die Ausführung dieser Arbeit erleichtert haben.

Ferner danke ich allen Angehörigen der Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität in Garching, insbesondere den Angehörigen der mechanischen und elektronischen Werkstätten, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben.

Lebenslauf

Name:	Franz-Matthias Rateike
Geburtsdatum:	12. Januar 1951
Geburtsort:	Leverkusen
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Eltern:	Willy Rateike Katharina Rateike, geb. Neitzel

Ausbildung:

Volksschule	1957-61	Leverkusen
-------------	---------	------------

Gymnasium	1961-69	Leverkusen
-----------	---------	------------

Bundeswehr	1970-1972
------------	-----------

Studium der

Physik	1969-76	Universität zu Köln
	1976-80	Ludwig-Maximilians-Universität, München

Vordiplom	1973
-----------	------

Diplom	1977
--------	------

Promotionsstudium

in Physik	1977-80	in München
-----------	---------	------------

Durchführung der Dissertation	1978-81
----------------------------------	---------

